N° D'ENREGISTREMENT
AU C. N. R. S.
A. O. 1786

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences

de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE

DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M^elle Simone DUMONT

1re THÈSE : Contribution à l'étude de la zone de transition entre la photosphère et la chromosphère solaire.

2e THÈSE : Propositions données p r la Faculté :

Les échanges de moment angulaire dans les doubles serrées.

Soutenues le 14 décembre 1967 devant la Commission d'examen :

MM. SCHATZMAN *Président.*
RÖSCH
PECKER *Examinateurs.*
CAYREL

ÉDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
15, Quai Anatole France
PARIS 7e

N° D'ENREGISTREMENT
AU C. N. R. S.
A. O 1786

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences

de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE

DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M^elle Simone DUMONT

UNIV. LEIDEN BIBL.

1re THÈSE : Contribution à l'étude de la zone de transition entre la photosphère et la chromosphère solaire.

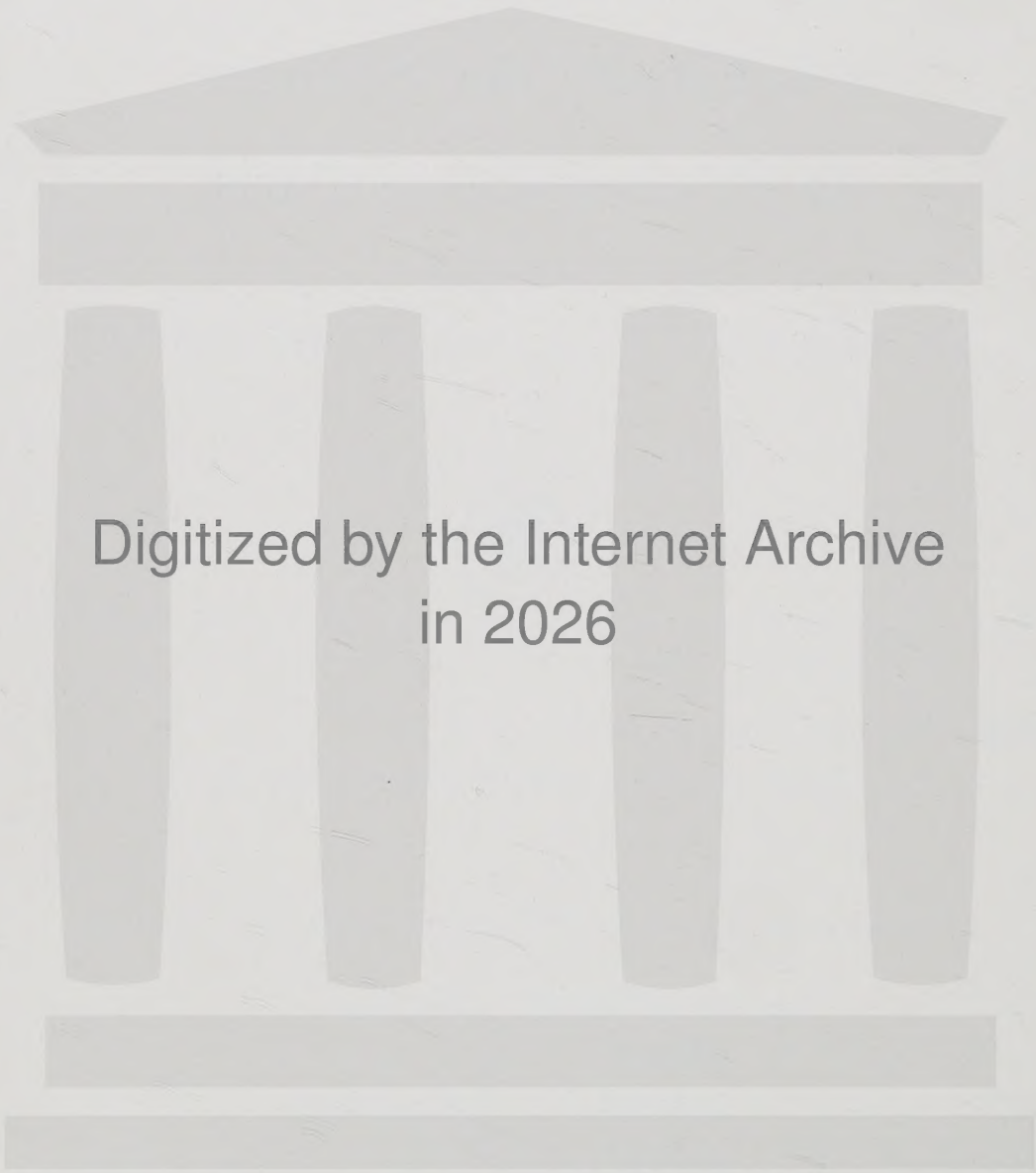
2e THÈSE : Propositions données par la Faculté :

Les échanges de moment angulaire dans les doubles serrées.

Soutenues le 14 décembre 1967 devant la Commission d'examen :

MM. SCHATZMAN *Président.*
RÖSCH
PECKER } *Examinateurs.*
CAYREL

ÉDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
15, Quai Anatole France
PARIS 7e


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544305_0021

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA ZONE DE TRANSITION ENTRE LA PHOTOSPHÈRE ET LA CHROMOSPHÈRE A PARTIR DES RAIES DE RÉSONANCE DE Ca II ET Mg II

Simone DUMONT

Observatoire de Paris-Meudon, Meudon-92

RÉSUMÉ. — *Les raies de résonance de Ca II et de Mg II sont calculées pour une famille de modèles de la basse chromosphère dépendant de trois paramètres. Ces trois paramètres sont la position et la valeur du minimum de température et le gradient positif de température au delà du minimum.*

Nous trouvons que la condition que les profils calculés soient approximativement en accord avec les résultats observés restreint considérablement le choix des modèles admissibles. Les meilleurs résultats sont obtenus avec un minimum de température de 4200° situé à 450 km au-dessus du limbe, suivi par une remontée relativement lente de la température correspondant à un gradient d'environ 200° par 100 km.

ABSTRACT. — *The resonance lines of Ca II and Mg II are computed for a number of models of the low chromosphere. These models depend on three parameters which are the value and the point height of the temperature minimum and the temperature gradient in the region above the temperature minimum.*

The condition that the computed profiles agree reasonably well with the observed profiles restricts severely the choice of possible models. The best results are obtained with a temperature minimum of 4200 °K located at 450 km above the limb and a rather slow rise of the temperature above the minimum, corresponding to about 200° for 100 km.

INTRODUCTION

C'est en 1872 que YOUNG signale le double renversement de l'intensité dans les raies de résonance H et K de Ca II, observé dans les spectres du soleil provenant de régions voisines de taches importantes et provenant de la pénombre des taches. En 1892, HALE découvre une raie sombre au centre et donne les noms suivants aux différentes parties de la raie K (fig. 1) :

K_1 est la raie d'absorption large,

K_2 est la raie d'émission,

K_3 est la raie d'absorption étroite qui se trouve au centre de la raie d'émission. Il note de même H_1, H_2, H_3 les raies d'émission et d'absorption de la raie H.

En 1894-1905, DESLANDRES, qui constate la dissymétrie de la raie K_2, fournit une première explication du phénomène : la raie K_2 serait due à des vapeurs chaudes de calcium ascendantes et K_3 à des vapeurs froides descendantes. En 1910, ST JOHN déduit de ses mesures que le mouvement descendant se fait en moyenne à 1,14 km/s et que la couche ascendante, plus dense, a une vitesse moyenne de 1,97 km/s.

Par la suite, au lieu d'une simple stratification

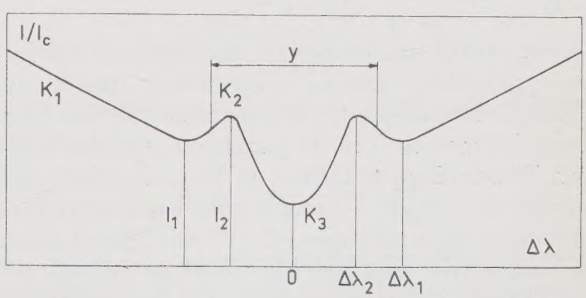


FIG. 1. — Schéma du centre de la raie K de Ca II.

(une couche chaude surmontée d'une couche froide c'est-à-dire un modèle de type Schuster-Schwarzschild) différents auteurs ont proposé des modèles hétérogènes :

Giovanelli (1949) suppose des colonnes de gaz alternativement chaudes et froides. Woltjer (1954) propose un modèle où les spicules chauds et de densité plus forte que celle du milieu environnant couvrent 2 % de la surface solaire ; de même McMath *et al* (1956) considèrent une chromosphère où des nuages relativement chauds baignent dans une atmosphère plus froide.

La découverte en 1957 de la relation de Wilson-Bappu entre la largeur Y de la raie d'émission K_2 et la luminosité L d'une étoile :

$$Y = L^{1/6}, \tag{1}$$

pour les étoiles de type avancé, naines ou géantes, et pour un intervalle de 16 magnitudes, suscite un regain d'intérêt pour les raies de résonance de Ca II. La largeur Y a été définie par Wilson et Bappu (1957) dans le cas stellaire comme la distance entre les « bords » violet et rouge de la raie d'émission K_2 ; dans le cas solaire, pour Van P. Smith (1960), Y est la largeur mesurée entre les points du profil de la raie K_2 où l'intensité est :

$$I = \frac{I_2 + I_1}{2}.$$

I_2 est la valeur moyenne de l'intensité aux pics d'émission et I_1 aux minimums (fig. 1). Wilson et Bappu (1957) suggèrent qu'une telle relation peut s'expliquer s'il existe une relation simple entre la vitesse moyenne de turbulence dans la chromosphère à l'altitude où se forment les raies d'émission K_2 et H_2 et le flux de matière qui provient de l'intérieur de l'étoile, peut-être sous forme de courants liés à la zone convective de l'hydrogène. Dans le cas des géantes rouges, Schatzman (1958) trouve une relation simple entre la vitesse V du mouvement de la matière dans l'atmosphère et la luminosité L :

$$V \sim L^{0.16}, \tag{2}$$

en admettant que les raies d'émission se forment à une profondeur optique constante et que le flux d'énergie mécanique est proportionnel au flux lumineux. L'exposant 0,16 est justement celui de la relation Wilson-Bappu. Hoyle et Wilson (1958) définissent une vitesse V dans la zone convective sous-photosphérique telle que $1/2\ \rho V^2$ soit égale à l'énergie convective moyenne par unité de volume à la profondeur où la densité est ρ et la température T. Ils montrent qu'elle varie comme $L^{1/6}$ d'une étoile à l'autre. Mais il reste à trouver par quel mécanisme une telle vitesse peut être reliée à la largeur Y des raies d'émission H_2 et K_2 de Ca II. De même, Kraft (1959) obtient empiriquement une relation simple entre Y et la vitesse turbulente photosphérique déduite de la courbe de croissance ou de l'analyse des profils des raies. En admettant que le profil de la raie d'émission K_2 dépend principalement du coefficient d'absorption, on peut relier la largeur Y à la largeur Doppler $\Delta\lambda_D$ de la raie et par conséquent à la vitesse de turbulence :

$$Y \propto V. \tag{3}$$

Il est alors possible d'expliquer la relation Wilson-Bappu avec la relation (2).

Dans l'hypothèse où la largeur Y serait déterminée par l'effet Doppler, Y sera approximativement le même pour les deux raies H et K, ce qui est effectivement observé. Goldberg (1957) remarque que cette hypothèse conduit à une vitesse de turbulence de 17,5 km/s, si la raie d'émission provient d'une atmosphère optiquement mince comme l'ont supposé Wilson et Bappu (1957) ; mais il montre aussi qu'elle conduit à une vitesse réduite d'un facteur 3 ou 4, si l'atmosphère est optiquement épaisse. En effet, la demi-largeur d'une raie d'émission serait alors :

$$\Delta\lambda = 3{,}2\Delta\lambda_D. \tag{4}$$

$\Delta\lambda$ est la distance au centre de la raie, du point du profil où l'intensité est moitié de l'intensité centrale. A cette distance $\Delta\lambda$, le coefficient d'absorption est encore dû partiellement à l'effet Doppler dans le cas des raies de résonance de Ca II. En assimilant $2\ \Delta\lambda$ à la largeur Y, mesurée dans le soleil, Goldberg (1957) déduit de la relation (4) une vitesse de 5,5 km/s.

Une deuxième tentative pour expliquer l'existence des pics d'émission dans les raies de résonance de Ca II est due à Miyamoto (1953). S'inspirant du travail de Zanstra (1949) sur les nébuleuses planétaires, il suppose que le rayonnement de résonance de Ca II, retenu dans la chromosphère qui est très opaque, est redistribué en fréquence par le mouvement thermique des ions, ce qui lui permet de s'échapper dans les ailes, à des fréquences où la chromosphère devient moins opaque, à la limite du cœur Doppler. Il a pu obtenir ainsi des profils théoriques du centre de la raie K dans le soleil. En supposant de plus que la partie supérieure de la chromosphère a un mouvement descendant par rapport à la partie inférieure, Miyamoto (1957) a obtenu des profils asymétriques comme on peut les observer dans le soleil.

Jefferies et Thomas (1960) critiquent l'hypothèse de base qui conduit à la relation (3) et qui a permis, dans ce qui précède, d'expliquer la relation Wilson-Bappu. Ils montrent en effet que d'autres facteurs que le coefficient d'absorption peuvent être

déterminants pour l'existence et aussi, dans certains cas, pour la position des pics d'émission : par exemple le gradient de température dans la chromosphère — et ε, rapport des probabilités d'émission par choc et d'émission spontanée. C'est en 1959 qu'ils avaient obtenu en effet une fonction source présentant un maximum et un minimum et par conséquent une raie avec pics d'émission, à condition que le gradient de température soit assez grand dans la chromosphère.

Depuis la publication en 1949 (Durand, Oberly et Tousey) des premiers spectres du rayonnement ultraviolet obtenus à l'aide de fusées, on a pu étudier les raies de résonance de Mg II qui présentent également chacune deux pics d'émission, beaucoup plus importants que les pics d'émission de Ca II.

Nous avons adopté l'hypothèse de Jefferies et Thomas (1959) que la raie d'émission au centre des raies de résonance de Ca II et de Mg II est due à la brusque remontée de température qui se produit dans la chromosphère. Nous essayons de déterminer quels modèles de basse chromosphère pourraient rendre compte des profils observés. Nous étudions en particulier l'influence de la position et de la valeur du minimum de température dans l'atmosphère solaire, et aussi l'influence du gradient de température dans la chromosphère, sur les pics d'émission.

Certains auteurs n'ont envisagé, pour expliquer l'existence des raies d'émission centrales, que l'influence du profil du coefficient d'absorption (voir ci-dessus, l'interprétation de la relation Wilson-Bappu) ; or le profil d'une raie est le reflet de la fonction source dans le miroir déformant du coefficient d'absorption. S'il ne faut pas négliger dans l'étude des raies de résonance de Ca II et Mg II, la distribution de température et de densité dans la chromosphère, il faut aussi tenir compte du profil du coefficient d'absorption et en particulier de l'existence d'un champ de vitesse.

Le problème est posé dans le chapitre I. Dans le chapitre II, nous avons considéré l'influence sur la fonction source de la déformation du profil du coefficient d'absorption, due à la variation dans l'atmosphère de la largeur Doppler et de la constante d'amortissement. Les paramètres qui déterminent le modèle d'atmosphère sont définis dans le chapitre III. Nous donnons ensuite les résultats obtenus pour l'ion Ca II et l'ion Mg II. Nous essayons de déterminer entre quelles limites peut varier le profil théorique des raies de résonance en fonction des erreurs probables commises sur les sections de choc avec les électrons libres et sur les abondances des éléments calcium et magnésium.

Dans un premier article que nous désignons par article I (S. Dumont, 1967) nous avons étudié l'influence, sur la solution, du modèle d'atome utilisé, composé de deux à cinq niveaux d'énergie discrets et d'un continuum. Nous y avons explicité les équations d'équilibre statistique et nous renvoyons à cet article pour la définition des notations que nous emploierons encore ici.

I. Méthode.

Nous voulons calculer les profils des raies de résonance de Ca II et Mg II pour un grand nombre de modèles d'atmosphère, différents les uns des autres dans la zone de transition entre la photosphère et la chromosphère. Nous n'utilisons pas la méthode exposée dans (I) car elle exige pour chaque modèle d'atmosphère un travail de préparation assez important et un temps de calcul sur IBM 7040 de l'ordre de 40 à 80 minutes pour un atome à cinq niveaux, avec quatre ou cinq itérations. Nous avons par conséquent adopté quelques simplifications, d'une part dans la configuration des atomes, et d'autre part pour le calcul de la profondeur optique. La première a été discutée dans l'article I et la seconde le sera dans le chapitre V.

1° Nous considérons des atomes à deux niveaux 1 et 2, qui sont les niveaux 4s, 4*p* pour l'ion Ca II et 3*s*, 3*p* pour l'ion Mg II. Comme il s'agit de transitions où les chocs dominent (Jefferies, Thomas, 1959), on peut négliger les termes de photoionisation et de recombinaison par choc. Les deux équations d'équilibre statistique sont alors homogènes et se réduisent à une seule :

$$(5)\quad n_1 (\mathrm{C}_{12} + \mathrm{B}_{12}\,\bar{\mathrm{J}}) - n_2 (\mathrm{C}_{21} + \mathrm{A}_{21} + \mathrm{B}_{21}\,\bar{\mathrm{J}}) = 0$$

et la fonction source :

$$(6)\qquad \mathrm{S}_\nu = \frac{2h\nu_0^3}{c^2}\left[\frac{n_1}{n_2}\frac{g_2}{g_1} - 1\right]^{-1}\frac{j_\nu}{\varphi_\nu},$$

peut s'écrire sous la forme (Jefferies, Thomas, 1958) :

$$(7)\qquad \mathrm{S}_\nu = \frac{\bar{\mathrm{J}} + \varepsilon \mathrm{B}_{\nu_0}(\mathrm{T})}{1+\varepsilon}\cdot\frac{j_\nu}{\varphi_\nu}$$

n_1, n_2 et g_1, g_2 représentent respectivement les populations et les poids statistiques des niveaux 1 et 2. A_{21}, B_{21} et B_{12} sont les coefficients d'Einstein et C_{12}, C_{21}, les probabilités de transition par choc avec les électrons libres. B_{ν_0} est la fonction de Planck et

$$(8)\qquad \varepsilon = \frac{\mathrm{C}_{21}}{\mathrm{A}_{21}}\,(1 - e^{-h\nu_0/kT}),$$

ce qui devient, d'après l'équation (22) de l'article I :

$$(9) \quad \varepsilon = 8{,}63.10^{-6}\, N_e\, T^{-1/2}\, \frac{\Omega_{21}}{g_2 A_{21}} (1 - e^{-h\nu_0/kT}).$$

ν_0 est la fréquence au centre de la raie pour la transition 1-2 et ν est une fréquence quelconque. Le champ de rayonnement pour la transition 1-2 s'obtient par la relation :

$$(10) \quad \bar{J} = \int_0^\infty J(\nu)\, \varphi_\nu\, d\nu,$$

où $J(\nu)$ est l'intensité moyenne. Rappelons que j_ν et φ_ν sont les profils normalisés des coefficients d'émission et d'absorption et que nous les avons supposés égaux comme dans l'article I ; par conséquent la fonction source S_τ est indépendante de la fréquence.

Pour déterminer le profil d'une raie, nous devons d'abord calculer la fonction source S_τ par la relation (7), elle dépend du champ de rayonnement par $\bar{J}$. Il faut donc résoudre l'équation de transfert du rayonnement :

$$(11) \quad \mu \frac{dI(\tau, \nu, \mu)}{d\tau} = I(\tau, \nu, \mu) - S_\nu,$$

où $\mu = \cos\theta$, θ étant l'angle du rayonnement d'intensité I avec la normale aux couches de l'atmosphère supposée à symétrie sphérique.

La fonction source est :

$$(12) \quad S_\nu = \frac{\varkappa_c B_\nu(T) + \varkappa_\nu S_\tau}{\varkappa_c + \varkappa_\nu},$$

où $\varkappa_c$ est le coefficient d'absorption continue (que nous supposons due à l'hydrogène neutre et à l'ion H^-). Nous avons exposé dans (1) le calcul de ce coefficient et nous renvoyons aux formules (47, 48, 49) de cet article, dans lesquelles nous posons $b_j = 1$. Nous admettons en effet, comme dans (I) et pour les mêmes raisons que l'hydrogène est en équilibre thermodynamique local. La fonction source continue est alors égale à la fonction de Planck.

2° Pour obtenir le coefficient d'absorption sélective $\varkappa_\nu$, nous devons connaître la population n_1 du niveau inférieur de la transition, car le coefficient d'absorption, par cm^3, au centre de la raie est :

$$(13) \quad \varkappa_0 = \frac{\sqrt{\pi}\, e^2}{mc^2} f \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_D} n_1.$$

Dans le cas de l'équilibre thermodynamique o cal (ETL), la population d'un niveau, par exemple le niveau 1, est donnée par l'équation de Boltzmann-Saha :

$$(14) \quad n_1^* = \frac{h^3}{(2\pi m k T)^{3/2}} \frac{g_1}{2U_{ion}} N_e\, N_{ion}\, e^{W_1/kT}.$$

Sinon, on pose

$$(15) \quad n_1 = n_1^*\, b_1,$$

où b_1 est le coefficient d'écart à l'ETL. Comme nous l'avons vu dans (I), dans le cas d'un atome à deux niveaux et un continuum plusieurs itérations sont nécessaires pour résoudre simultanément les deux équations d'équilibre statistique et l'équation de transfert du rayonnement ; à la fin de ces itérations, on a déterminé la valeur du coefficient b_1, et par conséquent $\varkappa_0$ en tous les points de l'atmosphère. Pour éviter ces itérations, nous ferons une simplification supplémentaire : nous poserons $b_1 = 1$, pour le calcul du coefficient d'absorption sélective. Nous calculons donc n_1 par la formule de Boltzmann-Saha, ce qui sous-estime sa valeur dans la haute chromosphère et la surestime dans la basse chromosphère. Nous pouvons ensuite calculer la profondeur optique τ qui est telle que :

$$(16) \quad d\tau = d\tau_c + d\tau_\nu = -(\varkappa_c + \varkappa_\nu)\, dh,$$

si τ_c désigne la profondeur optique due à l'absorption continue et τ_ν, celle due à l'absorption sélective, h est l'altitude dans l'atmosphère, comptée positivement vers l'extérieur du soleil.

Nous avons dit plus haut que nous considérions des atomes à deux niveaux. Nous remplaçons donc par une seule transition : $4s$-$4p$ les deux transitions : $4s$ 1/2-$4p$ 1/2 et $4s$ 1/2-$4p$ 3/2 qui donnent naissance aux deux raies H et K, si nous considérons par exemple l'ion Ca II. Aussi utiliserons-nous, comme dans (I) cas b et b', une raie « moyenne » pour représenter les deux raies H et K et par conséquent nous calculerons le coefficient $\varkappa_0$ avec une force d'oscillateur

$$(17) \quad f = 1/2(f_H + f_K),$$

si f_H et f_K sont les forces d'oscillateur de ces deux raies.

Le coefficient d'absorption sélective à une longueur d'onde distante de $\Delta\lambda$ de la longueur d'onde λ_0 au centre d'une raie est :

$$(18) \quad \varkappa_\nu = \varkappa_0 . H(a, \varrho),$$

$H(a, \varrho)$ est la fonction souvent appelée fonction de Hjerting, a est un paramètre représentant l'amortissement et $\varrho = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$.

Le paramètre a, est défini par :

$$a = \gamma/4\pi\Delta\nu_D, \tag{19}$$

où la constante γ est la somme des constantes de l'amortissement dû soit au rayonnement soit aux chocs :

$$\gamma = \gamma_r + \gamma_c. \tag{20}$$

Nous calculons l'amortissement par rayonnement, puisqu'on peut négliger l'émission stimulée, par la relation :

$$\gamma_r = \sum_{k<i} A_{ik} + \sum_{k<j} A_{jk}, \tag{21}$$

où i et j sont les niveaux supérieur et inférieur de la transition, ce qui donne ici :

$$\gamma_r = A_{21}. \tag{22}$$

L'amortissement par choc avec les atomes neutres est dû aux forces de Van der Waals. Le coefficient est, d'après Lindholm (1942) :

$$\gamma = 17.C^{2/5}\, v^{3/5}\, N, \tag{23}$$

où C est la constante d'interaction, et où :

$$v = \sqrt{\frac{8RT}{\pi}\left(\frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_1}\right)} \tag{24}$$

est la vitesse relative des deux particules de poids moléculaire μ_1 et μ_2. N est le nombre, par cm^3, de particules perturbatrices.

Weidemann (1955) a calculé la constante C_H pour les chocs des ions de Ca II avec les atomes d'hydrogène neutre. Pour les raies H et K de Ca II, il obtient :

$$C_H = 1{,}3.10^{-32}. \tag{25}$$

Dans le cas de Mg II, nous avons utilisé la formule approchée (Weidemann, 1955) :

$$C_H = \frac{e^2}{h}\,\alpha(H)\,\bar{r}^2, \tag{26}$$

où α(H) est la constante de polarisation de l'hydrogène et $\bar{r}$, le rayon moyen de l'atome perturbé, dans l'état considéré. Nous avons obtenu pour la transition $3s$-$3p$ de Mg II :

$$C_H = 0{,}55.10^{-32}. \tag{27}$$

Nous calculons de même la constante γ_{He} pour les chocs avec les atomes d'hélium neutre et, comme on a :

$$\alpha(H)/\alpha(He) \sim 3, \tag{28}$$

nous poserons

$$C_{He} = C_H/3. \tag{29}$$

L'amortissement par choc avec les électrons est dû à l'effet Stark quadratique. La constante correspondante, et que nous appellerons γ_e, reste très inférieure soit à γ_r dans la chromosphère, soit à γ_H dans la photosphère ; nous pouvons donc utiliser une approximation même grossière pour l'évaluer, par exemple la formule de Rudkjøbing (1949) :

$$\gamma_e = 10^{-4.46}\, N_e\, T^{-1/2}. \tag{30}$$

Bréchot et Van Regemorter (1964) ont montré que la constante γ_e est alors sous-estimée et ils proposent, pour les ions positifs pour lesquels $z = 1$, s'ils sont ionisés une seule fois :

$$\gamma_e = 4{,}96.10^{-5}\, z^{2/3}\,(\beta_i - \beta_j)^{2/3}\, N_e\, T^{-1/2}, \tag{31}$$

avec :

$$\begin{cases} \beta = 0{,}327\, \bar{r}^2 & \text{pour un état P,} \\ \beta = 0 & \text{pour un état S.} \end{cases} \tag{32}$$

Nous en avons déduit, pour la transition $4s$-$4p$ de Ca II :

$$\gamma_e = 8{,}09\ 10^{-5}\, N_e\, T^{-1/2}, \tag{33}$$

et pour la transition $3s$-$3p$ de Mg II :

$$\gamma_e = 7{,}01\ 10^{-5}\, N_e\, T^{-1/2}. \tag{34}$$

La constante correspondant à l'amortissement dû aux chocs avec les ions est évaluée approximativement (Voigt, 1950) par :

$$\gamma_i \sim 0{,}19\gamma_e. \tag{35}$$

pour le magnésium, et nous trouvons 0,17 γ_e pour le calcium.

Nous pouvons finalement écrire :

$$\gamma_c = [c_1\,(H)N_{H_0} + c_1\,(He).N_{He}]\,T^{3/10} + c_2\,N_e\,T^{-1/2}, \tag{36}$$

avec

$$c_1 = 17.C^{2/5}\left[\frac{8R}{\pi}\left(\frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2}\right)\right]^{3/10}. \tag{37}$$

μ_1 est le poids moléculaire de l'hydrogène ou de l'hélium.

μ_2 est le poids moléculaire de l'atome considéré.

N_{H_0} est le nombre d'atomes d'hydrogène neutre, par cm^3 et, de même N_{He} est le nombre d'atomes d'hélium neutre.

$$c_2 = 5{,}90.10^{-5}\,(\beta_i - \beta_j)^{2/3}, \tag{38}$$

puisque $z = 1$.

Nous avons trouvé, avec $C_H = 1{,}3.10^{-32}$, pour l'ion Ca II :

$$c_1\,(H) = 9{,}4597.10^{-10},$$
$$c_1\,(He) = 4{,}1079.10^{-10},$$

et, avec $C_H = 0{,}529.10^{-32}$, pour l'ion Mg II :

$$c_1\,(\mathrm{H}) = 6{,}6497.10^{-10},$$
$$c_1\,(\mathrm{He}) = 2{,}9211.10^{-10}.$$

Les constantes c_2 sont :

$c_2 = 9{,}63.10^{-5}$ pour Ca II, et

$c_2 = 8{,}34.10^{-5}$ pour Mg II.

A partir d'une certaine altitude dans la chromosphère solaire, nous obtenons :

$$\gamma_c > \gamma_r \tag{39}$$

parce que la densité diminue rapidement et, par conséquent, le paramètre de l'amortissement, a, varie comme l'inverse de la largeur Doppler. Remarquons cependant, que dans cette couche atmosphérique, nous avons admis (voir chapitre III) que la vitesse turbulente est constante et égale à 5 km/s, si bien que $\Delta\lambda_D$ et a varient assez peu et prennent des valeurs voisines de :

$$\Delta\lambda_D = 0{,}065\ \text{Å},$$
$$a = 1.10^{-3}.$$

Mais à une altitude voisine de h_m, celle du minimum de température dans l'atmosphère, les chocs avec les atomes neutres d'hydrogène et d'hélium deviennent prépondérants et

$$\gamma_c > \gamma_r \tag{40}$$

Le paramètre a varie alors rapidement et croît vers l'intérieur. Cependant, dans toute la portion de l'atmosphère où nous avons à résoudre l'équation de transfert du rayonnement, le paramètre a reste inférieur à 10^{-2}, nous pouvons donc, pour obtenir la fonction de Hjerting, nous limiter au développement :

$$\mathrm{H}(a, v) = e^{-v^2} + a.\mathrm{H}_1\,(v). \tag{41}$$

Nous calculons $\mathrm{H}_1\,(v)$ par interpolation dans les tables de Aller (1963), si $v < 12$; et si $v > 12$, nous utilisons le développement :

$$\mathrm{H}_1\,(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\,v^2}\left(1 + \frac{1.3}{2v^2} + \frac{1.3.5}{(2v^2)^2} + \ldots\right), \tag{42}$$

que l'on peut rapidement, lorsque v croît, arrêter au premier terme.

Pour résoudre l'équation de transfert du rayonnement (11), nous employons la méthode de Feautrier (1964), qui pose :

$$y(\tau, \nu, \mu) = \frac{\mathrm{I}(\tau, \nu, \mu) + \mathrm{I}(\tau, \nu, -\mu)}{2}. \tag{43}$$

L'équation devient :

$$\mu^2 \frac{d^2\, y(\tau, \nu, \mu)}{d\tau^2} = y(\tau, \nu, \mu) - \mathrm{S}_\nu, \tag{44}$$

où nous exprimons la profondeur optique τ en fonction de τ_c et de τ_0, profondeur optique due à l'absorption sélective au centre de la raie, qui est :

$$\tau_0 = \int_\infty^h \varkappa_0\, dh. \tag{45}$$

Dans l'expression de la fonction source S_ν (relation 12), figure S_r (relation 7) qui dépend du rayonnement $y(\tau, \nu, \mu)$ par l'intermédiaire de l'intégrale (10) qui donne $\bar{\mathrm{J}}$. On remplace cette intégrale, d'après la méthode des ordonnées discrètes, par une somme :

$$\bar{\mathrm{J}} = \sum_{i,j} a_{i,j}\, y(\tau, \nu_i, \mu_j). \tag{46}$$

Nous obtenons ainsi N équations telles que (44), si N est le produit des valeurs maximum de i et j ; on peut finalement les écrire (Feautrier, 1964) :

$$-|\mathrm{A}|_\mathrm{M} \overrightarrow{y_{\mathrm{M}-1}} + |\mathrm{B}|_\mathrm{M} \vec{y}_\mathrm{M} - |\mathrm{C}|_\mathrm{M} \overrightarrow{y_{\mathrm{M}+1}} = \vec{\mathrm{D}}_\mathrm{M} \tag{47}$$

où M est l'indice correspondant à un point dans l'atmosphère. Le vecteur y_M a pour composantes les intensités moyennes $y(\tau_\mathrm{M}, \nu_i, \mu_j)$ et A, B, C sont des matrices N × N. Y. Cuny (1967) a donné l'expression de ces matrices et des composantes du vecteur D_M. Nous examinerons dans le chapitre II comment nous avons déterminé les poids $a_{i,j}$.

Comme dans l'article I, nous supposons que la fonction source S_r est égale, à la même profondeur géométrique, aux fonctions sources S_H et S_K des deux raies de résonance H et K de Ca II, mais la profondeur optique au centre d'une de ces raies diffère par un facteur constant de la profondeur optique τ_0 calculée pour la raie moyenne.

Une simple intégration numérique nous donnera les profils de l'une ou l'autre, puisque, à la surface, l'intensité du rayonnement émergent est :

$$\mathrm{I}_\nu\,(0, \mu) = \int_0^\infty \mathrm{S}_\nu\, e^{-\tau/\mu}\, d\tau/\mu. \tag{48}$$

Dans le cas de l'ion Mg II, nous avons aussi déterminé l'intensité moyenne du rayonnement émis par le disque solaire :

$$\mathrm{F}_\nu\,(0) = 2\int_{-1}^{+1} \mathrm{I}_\nu\,(0, \mu)\, \mu\, d\mu. \tag{49}$$

II. Calcul de l'intégrale $\bar{J}$.

L'intensité moyenne :

$$(50)\quad J(\nu) = \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} I(\nu, \mu)\, d\mu = \int_0^1 y(\nu, \mu)\, d\mu,$$

est calculée par la méthode de Gauss-Legendre avec une ou deux ordonnées :

$$(51)\quad J(\nu) = \sum_k \beta_k\, y(\nu, \mu_k).$$

L'intégrale (10) peut s'écrire :

$$(52)\quad \bar{J} = 2\int_0^\infty J(\Delta\lambda)\, \varphi(\Delta\lambda)\, d(\Delta\lambda),$$

en tenant compte de la symétrie de $J(\Delta\lambda)$ par rapport à la longueur d'onde λ_0 au centre de la raie et en exprimant les longueurs d'onde à partir de λ_0 :

$$(53)\quad \Delta\lambda = \lambda - \lambda_0.$$

A) *Si φ est un profil Doppler.*

$$(54)\quad \varphi(\Delta\lambda) = \frac{e^{-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2}}{\sqrt{\pi}\,\Delta\lambda_D},$$

on peut utiliser la méthode de Gauss-Hermite pour le calcul de $\bar{J}$; nous avons pris dans ce cas cinq points sur le demi-profil. On admet ainsi implicitement que la largeur Doppler ne varie pas dans l'atmosphère, ou, du moins, qu'on peut lui attribuer une valeur moyenne.

B) *Lorsque φ est un profil de Voigt* :

$$(55)\quad \varphi(\Delta\lambda) = \frac{H(a, \Delta\lambda/\Delta\lambda_D)}{\sqrt{\pi}\,\Delta\lambda_D},$$

nous recherchons une autre méthode.

1° Nous supposons d'abord que a et $\Delta\lambda_D$ ont des valeurs constantes ; on peut écrire, en prenant $\rho = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$ comme variable :

$$(56)\quad \bar{J} = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^\infty J(\rho) H(a, \rho)\, d\rho.$$

Nous voulons déterminer les poids α_i et les ordonnées ρ_i, tels que :

$$(57)\quad \bar{J} = \sum_i \alpha_i\, J(\rho_i).$$

Nous ne pouvons pas appliquer la méthode de Gauss à l'intervalle $0, \infty$ car les intégrales telles que $\int_0^\infty \rho^l\, H_1(\rho)\, d\rho$, qui interviennent dans cette méthode ne sont pas bornées si $l > 2$. Par contre, nous pouvons l'appliquer à des intervalles finis X_k, X_{k+1} en supposant que, pour tenir compte de la symétrie de $J(\rho)$ par rapport à l'ordonnée $\rho = 0$, $J(\rho)$ est représenté par un polynôme pair ; nous avons à calculer les moments :

$$(58)\quad M_l = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_{X_k}^{X_{k+1}} \rho^{2l}\,[e^{-\rho^2} + aH_1(\rho)]\, d\rho,$$

pour $l = 0, 1, \ldots, 2m - 1$, si on désire m ordonnées dans l'intervalle X_k, X_{k+1}. L'erreur commise en remplaçant l'intégrale

$$(59)\quad \bar{J}_k = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_{X_k}^{X_{k+1}} J(\rho)\, H(a, \rho)\, d\rho,$$

par la somme

$$(60)\quad \bar{J}_k = \sum \alpha_i\, J(\rho_i),$$

s'annule lorsque $J(\rho)$ est un polynôme en ρ^2 de degré inférieur ou égal à $2m - 1$ si

$$(61)\quad \sum \alpha_i J(\rho_i) = M_l, \quad l = 0, 1, \ldots, 2m - 1.$$

Ces $2m$ équations permettent de déterminer les poids α_i et les ordonnées ρ_i dans chaque intervalle. Nous avons trouvé que les intervalles X_1, X_2, ..., X_n, doivent être tels que dans chacun $H(a, \rho)$ varie au plus d'un facteur 100. Nous limitons d'autre part l'intégration de (56) à $\rho = X_n$. Nous avons trouvé que l'intégrale (56) où $J = 1$ est bien représentée si l'on choisit X_n tel que $H(a, X_n) = 10^{-3}$.

Cependant la méthode que nous venons d'exposer est assez compliquée pour qu'une autre méthode paraisse préférable si, comme ce sera le cas un peu plus loin, nous devons calculer les poids en chaque point du modèle d'atmosphère. Nous avons expérimenté d'autres méthodes numériques : méthode des trapèzes, méthode de Simpson avec un pas différent dans chaque intervalle, et aussi la méthode de Gauss-Legendre et celle de Tchébycheff. Dans ces deux derniers cas, nous obtenons les poids et les ordonnées dans un intervalle X_k, X_{k-1}, d'une manière très simple :

$$(62)\quad \rho_i = \frac{1}{2}(X_{k+1} + X_k) + \frac{1}{2}(X_{k+1} - X_k)\, t_l,$$

et

$$(63)\quad \alpha_i = \frac{1}{\sqrt{\pi}}(X_{k+1} - X_k)\, H(a, \rho_i)\, p_l,$$

t_l et p_l étant les ordonnées et les poids de Gauss-Legendre pour une intégrale de la forme $\int_0^1 f(x)\, dx$.

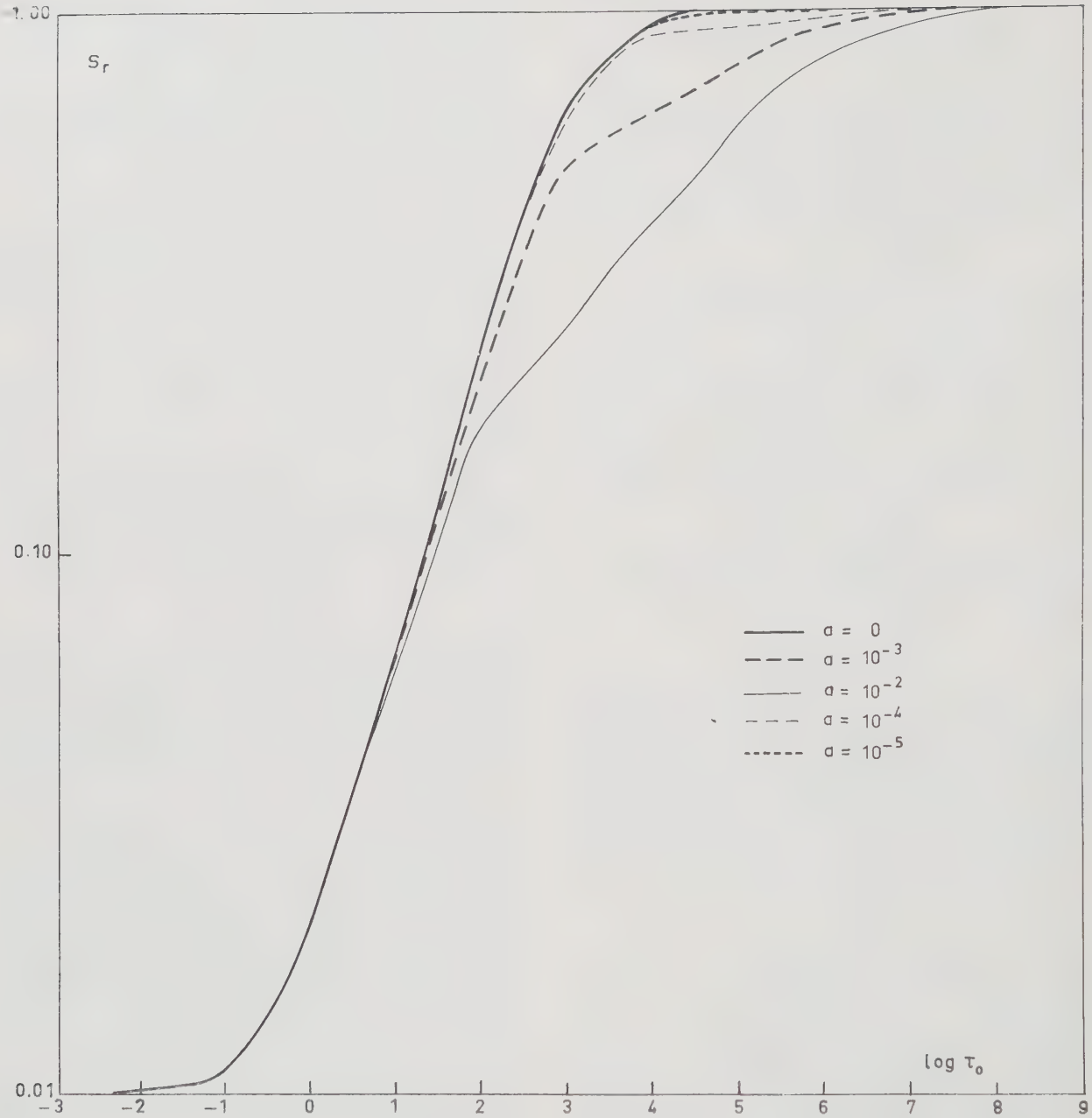


FIG. 2. — Fonctions sources S_r obtenues pour différentes valeurs du paramètre de l'amortissement, dans le cas : $B_{\nu_0} = 1$, $E = 10^{-4}$, $r = 10^{-8}$.

Si nous avons m points par intervalle, l'indice i est relié aux indices k et l par la relation :

$$i = m(k - 1) + l. \tag{64}$$

Nous pouvons dans ce cas évaluer l'intégrale (59) dans l'intervalle X_n, ∞. Nous choisissons X_n assez grand pour que l'on puisse admettre que :

$$H(a, \nu) = \frac{a}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\nu^2}. \tag{65}$$

Il suffit alors de faire le changement de variable

$$u = 1/\nu, \tag{66}$$

et $\bar{J}_n$ devient :

$$\bar{J}_n = \frac{2a}{\pi} \int_0^{1/X_n} J(u)\, du. \tag{67}$$

En appliquant la méthode de Gauss-Legendre nous trouvons :

$$u_i = 1/\nu_i = \frac{1}{2X_n}(1 + t_i), \tag{68}$$

et

$$\alpha_i = \frac{a}{\pi X_n} p_i. \tag{69}$$

Nous obtenons finalement :

$$J = \sum_{i,j} a_{i,j} \bar{J}(\nu_i, \mu_j), \tag{70}$$

donc :

$$a_{i,j} = \alpha_i . \beta_j. \tag{71}$$

Nous avons comparé ces différentes méthodes : pour les mêmes intervalles X_k, X_{k+1} et le même nombre de points par intervalle, elles donnent des résultats équivalents. Nous avons choisi les intervalles X_k, X_{k+1} de telle sorte que :

$$H(a, X_k)/H(a, X_{k+1}) \lesssim 100.$$

Il faut alors au moins deux points dans chaque intervalle, et, finalement, huit points sont nécessaires sur le demi-profil du coefficient d'absorption.

Pour étudier l'influence du paramètre a, nous avons résolu l'équation de transfert du rayonnement par la méthode de Chandrasekhar (1960) dans le cas :

$$\begin{cases} B_{\nu_0} = 1, \\ \varepsilon = 10^{-4}, \\ r = \varkappa_c/\varkappa_0 = 10^{-8}, \end{cases} \tag{72}$$

ε et r ont ici les valeurs moyennes qu'ils prennent dans la chromosphère solaire dans le cas de l'ion Ca II.

La fonction source S_τ est représentée sur la figure 2 pour différentes valeurs du paramètre de l'amortissement a. Nos résultats sont semblables à ceux de Avrett (1965) et nous trouvons que l'influence de l'amortissement se fait sentir aux profondeurs optiques supérieures à 100.

2° Examinons maintenant le cas général : le paramètre a de l'amortissement et la largeur Doppler sont variables dans l'atmosphère ; nous avons vu que a varie plus rapidement que la largeur Doppler au voisinage du minimum de température.

Dans ce cas nous ne pouvons plus choisir $\varphi = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$ comme variable indépendante dans l'intégrale (52). Pour résoudre l'équation de transfert du rayonnement, par la méthode de Feautrier (1964) il nous faut obtenir $y(\nu, \mu)$ ou $J(\nu)$ à la même fréquence ν ou au même $\Delta\lambda$ dans toute l'atmosphère. Si $\Delta\lambda_D$ varie, à la même valeur de φ correspondront différentes valeurs de $\Delta\lambda$. Nous choisissons donc $\Delta\lambda$ comme variable indépendante et nous écrivons :

$$J = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{I(\Delta\lambda)}{\Delta\lambda_D} H(a, \Delta\lambda/\Delta\lambda_D)\, d(\Delta\lambda), \tag{73}$$

et

$$J = \sum \alpha_i J(\Delta\lambda_i). \tag{74}$$

Choix des intervalles en $\Delta\lambda$.

Nous désirons, comme précédemment, choisir les intervalles en $\Delta\lambda$ de sorte que, dans chacun, le coefficient d'absorption ne varie pas de plus d'un facteur 100, or à chaque profondeur, le profil du coefficient d'absorption

$$\Phi = H(a, \Delta\lambda/\Delta\lambda_D), \tag{75}$$

prendra une forme différente en fonction de $\Delta\lambda$ suivant la valeur du paramètre de l'amortissement et de la largeur Doppler.

Pour un modèle d'atmosphère, il est facile de déterminer les valeurs extrêmes prises par la largeur

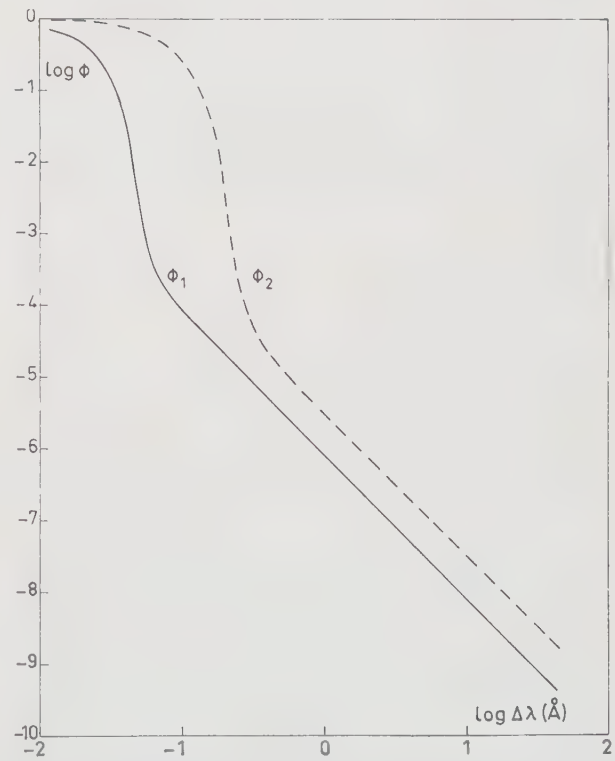


Fig. 3. — Profils du coefficient d'absorption pour deux valeurs extrêmes prises par la largeur Doppler $\Delta\lambda_D$ dans un modèle solaire.

Doppler, soit D_1 et D_2, ainsi que les valeurs correspondantes de a : a_1 et a_2. Nous en déduisons :

$$\Phi_1 = H(a_1, \Delta\lambda/D_1), \tag{76}$$

et

$$\Phi_2 = H(a_2, \Delta\lambda/D_2). \tag{77}$$

Nous avons tracé sur la figure 3 les variations de log Φ en fonction de log $\Delta\lambda$ pour les deux profils Φ_1 et Φ_2 et pour un modèle d'atmosphère. Comme le minimum de la largeur Doppler D_1 se trouve dans la région superficielle de la photosphère où le paramètre de l'amortissement a déjà fortement augmenté sous l'influence des chocs avec les atomes d'hydrogène neutre Φ_1 et Φ_2 sont très différents à la limite du cœur Doppler, lorsque les ailes d'amortissement commencent à se former.

Les profils Φ se trouveront entre les courbes Φ_1 et Φ_2 dans la région du cœur Doppler et, dans les ailes d'amortissement, log Φ est toujours proportionnel à log $\Delta\lambda$. Une fonction Φ ne peut donc pas décroître plus vite que Φ_1. Les intervalles choisis à partir des profils Φ_1 et Φ_2 seront pratiquement valables dans toute l'atmosphère ; nous déterminons des intervalles $x_1, \ldots, x_n$ en $\Delta\lambda$ tels que, dans chacun d'eux, Φ_1 ou Φ_2 ne varie pas de plus d'un facteur 100.

Calcul des ordonnées $\Delta\lambda_i$ et des poids α_i.

Dans chaque intervalle x_k, x_{k+1}, nous appliquons la méthode de Gauss-Legendre, ainsi que dans l'intervalle x_n, ∞ en faisant le changement de variable :

$$y = 1/\Delta\lambda. \tag{78}$$

Nous obtenons :

$$\Delta\lambda_i = \frac{1}{2}(x_{k+1} + x_k) + \frac{1}{2}(x_{k+1} - x_k)\, t_l, \tag{79}$$

et pour le dernier intervalle x_n, ∞ :

$$\frac{1}{\Delta\lambda_i} = \frac{1}{2x_n}(1 + t_l), \tag{80}$$

mais, ν_i et α_i sont donnés par les mêmes formules (62) et (63) que précédemment, si on pose :

$$X_k = x_k/\Delta\lambda_D. \tag{81}$$

Comme les valeurs des x_k sont choisies une fois pour toutes à partir des profils Φ_1 et Φ_2, pour chaque modèle, nous voyons que les ordonnées $\Delta\lambda_i$ sont identiques dans toute l'atmosphère, tandis que les limites X_k et les valeurs de ν_i et α_i changeront d'un point à l'autre. Aucune modification n'est à apporter à la méthode de Feautrier pour résoudre l'équation de transfert du rayonnement.

En supposant que le paramètre de l'amortissement était inversement proportionnel à la largeur Doppler, nous avions étudié l'influence de la variation de $\Delta\lambda_D$ sur la fonction source S_τ (S. Dumont, 1966).

Mais, dans la basse chromosphère et la photosphère, lorsque les chocs avec les atomes neutres d'hydrogène deviennent prépondérants, la variation du paramètre de l'amortissement ne dépend plus guère de la variation de la largeur Doppler. Nous recherchons donc, séparément et simultanément, l'influence des variations de a et $\Delta\lambda_D$ sur la fonction source dans le cas simple étudié dans le 1°. L'équation de transfert du rayonnement ne peut plus, cependant, être résolue par la méthode de Chandrasekhar. Nous avons les relations (72). Même dans ce cas, où le modèle est isotherme, on peut supposer que a et $\Delta\lambda_D$ varient. Nous avons donné arbitrairement à ces deux fonctions les valeurs que nous avions obtenues avec le modèle U-HAO. Nous appelons ainsi le modèle obtenu en raccordant le modèle moyen de photosphère URM [1] (Heintze, Hubenet, de Jager, 1964) avec le modèle de chromosphère HAO [2] (Athay, Menzel, Pecker, Thomas, 1954). Nous avons choisi dans la chromosphère une vitesse turbulente de 5km/s ; la largeur Doppler varie d'un facteur 3,5. Nous avons tracé, figure 4, log S_τ en fonction de log τ_0. Les courbes ont été obtenues dans les cas suivants :

1) a et $\Delta\lambda_D$ varient.

2) $\Delta\lambda_D$ varie et a garde une valeur constante ; nous avons choisi $a = 10^{-3}$, valeur moyenne de a dans une grande partie de la chromosphère.

3) a varie et la largeur Doppler est constante ; nous lui avons donné une valeur moyenne.

4) a et $\Delta\lambda_D$ ont tous deux des valeurs constantes.

Lorsque la largeur Doppler est constante (cas 3 et 4), la valeur S_0 de la fonction source à la « surface » reste la même ; cette valeur doit être, puisque B_{ν_0}, ε et r sont constants :

$$S_0 = B_{\nu_0}\, \varepsilon^{1/2}. \tag{82}$$

Les deux courbes S_3 (a variable) et S_4 (a constant) diffèrent lorsque τ_0 devient supérieur à 100. En effet, dans le cas 3, a devient alors supérieur à 10^{-3}, si bien que la courbe S_3 tend à se rapprocher des courbes que l'on obtiendrait avec a constant mais

[1] Utrecht Reference Model.
[2] High Altitude Observatory.

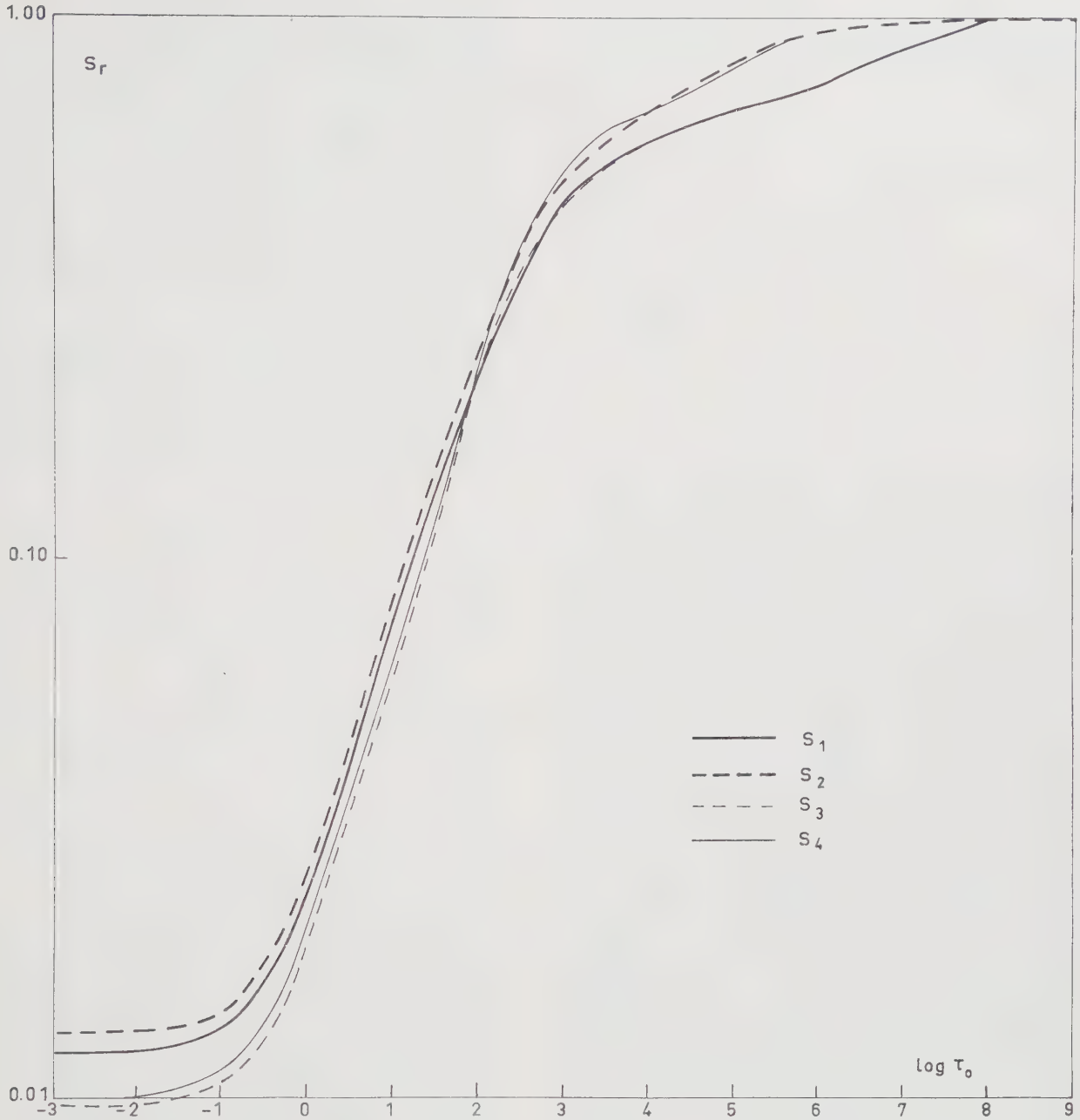


FIG. 4. — Influence sur la fonction source S_r de la variation de la largeur Doppler et du paramètre de l'amortissement dans le cas : $B_{\nu_0} = 1$, $\varepsilon = 10^{-4}$, $r = 10^{-8}$. S_1, S_2, S_3 et S_4 sont les fonctions sources lorsque : 1) a et $\Delta\lambda_D$ varient, 2) $\Delta\lambda_D$ varie, a est constant, 3) a varie, $\Delta\lambda_D$ est constant, 4) a et $\Delta\lambda_D$ sont constants.

supérieur à 10^{-3} (fig. 2). Le même effet se produit dans le cas 1.

Dans les deux cas : 1 et 2, la largeur Doppler varie et croît vers l'extérieur. Nous voyons que la fonction source à la surface S_0 est augmentée : $S_0 > 10^{-2}$. Nous avons montré (S. DUMONT, 1966) que l'on obtient l'effet inverse lorsque la largeur Doppler diminue vers l'extérieur : la fonction source est diminuée à la surface $S_0 < 10^{-2}$.

Nous montrons sur la figure 5 l'effet de la variation de a et de $\Delta\lambda_D$, dans le cas d'un modèle solaire. Nous avons calculé la fonction source S_r pour le modèle U-HAO et dans les quatre cas précédents.

Dans ces deux calculs, pour obtenir l'intégrale J (73) nous avons dû prendre dix points sur le demi-profil du coefficient d'absorption pour que Φ soit bien représenté à toutes les profondeurs dans l'atmosphère. Il est bien évident que, si la largeur

Doppler varie plus rapidement et par conséquent davantage, un nombre de points $\Delta\lambda_i$ supérieur à dix pourra être nécessaire.

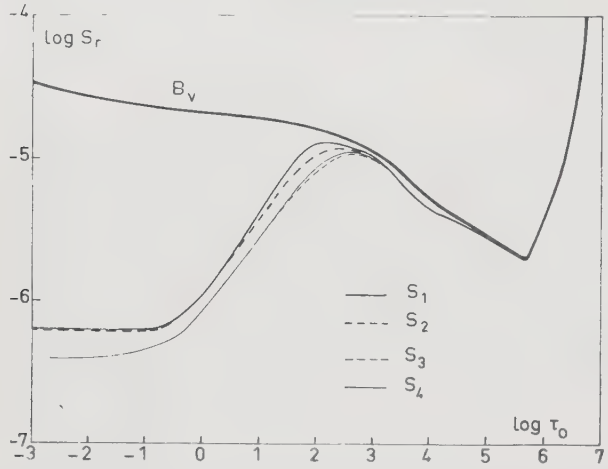


Fig. 5. — Influence sur la fonction source S_r de la variation de la largeur Doppler et du paramètre de l'amortissement dans le cas du modèle solaire U-HAO, S_1, S_2, S_3 et S_4 sont les fonctions sources lorsque : 1) a et $\Delta\lambda_D$ varient, 2) $\Delta\lambda_D$ varie, a est constant, 3) a varie, $\Delta\lambda_D$ est constant, 4) a et $\Delta\lambda_D$ sont constants.

III. Détermination du modèle.

Nous avons appliqué la méthode que nous venons d'exposer à des modèles solaires tels que le modèle de Meudon (modèle photosphérique de Minnaert (1953) raccordé au modèle chromosphérique HAO) ou bien le même modèle photosphérique raccordé au modèle chromosphérique de Athay-Thomas (1961), ou encore le modèle photosphérique URM ou le modèle de Heintze (1965) raccordés au modèle HAO. Nous avons obtenu, avec ces modèles, des pics d'émission pour les raies de Ca II dont l'intensité I_2 était supérieure à trente pour cent de l'intensité continue I_c et des minimums d'intensité I_1 dont la distance au centre de la raie était très supérieure aux valeurs observées : de 1 à 2 Å pour la raie K de Ca II et de 3 à 5 Å pour la raie λ 2795 Å de Mg II. On trouvera dans la table I les valeurs de ces intensités obtenues avec le modèle U-HAO, I_0 représente l'intensité au centre de la raie.

TABLE I

I_0 est l'intensité centrale, I_2 est l'intensité au pic d'émission, et I_1 au minimum. A $\lambda = 3934$ Å, les intensités sont en pourcentage de l'intensité continue, et à $\lambda = 2795$ Å elles sont en erg cm^{-2}.10^6. $\Delta\lambda$ est en Angström.

λ	I_o	$\Delta\lambda_2$	I_2	$\Delta\lambda_1$	I_1
3934	2,68	0,166	32,32	1,42	9,28
2795	0,122	0,149	2,90	3,62	0,345

Nous avons pu remarquer que la position des pics d'émission dépend principalement de la largeur Doppler $\Delta\lambda_D$ dans la région chromosphérique $\tau_0 < \tau_2$; τ_2 désigne la profondeur optique à laquelle la fonction source S_r est maximum. D'un autre côté, son minimum S_{min} est fortement couplé d'une part avec le minimum de la fonction source continue $B_{\nu_0}(T_m)$, si T_m désigne la valeur du minimum de température dans l'atmosphère, et, d'autre part avec le minimum d'intensité I_1 dans le cœur de la raie. Notons cependant que S_{min} peut être sensiblement inférieur à $B_{\nu_0}(T_m)$ dans le cas de Ca II, si le problème n'est pas simplifié comme ici (S. Dumont, 1967). On est ainsi amené à penser que I_1 a une valeur voisine de $B_{\nu_0}(T_m)$ et par conséquent, que le minimum de température est approximativement 4200°, mais peut être supérieur.

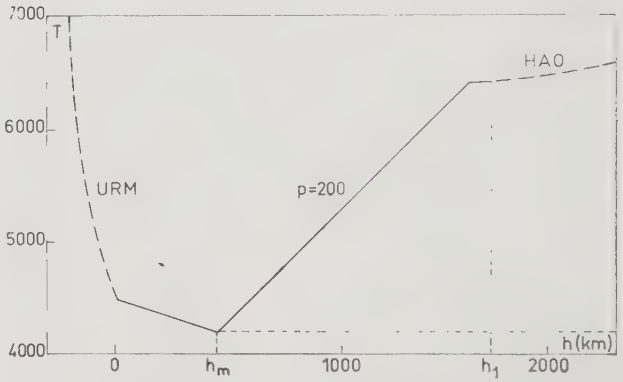


Fig. 6. — Distribution de la température en fonction de l'altitude et définition des paramètres T_m, h_m et p.

Comme la zone de transition entre la photosphère et la chromosphère influe principalement sur les raies K_1 et K_2 dans le cœur des raies de résonance de Ca II et Mg II, nous avons essayé d'étudier cette zone en faisant les hypothèses suivantes :

Le modèle d'atmosphère est homogène. Nous supposons connus le modèle de photosphère et le modèle de chromosphère à partir d'une certaine altitude. Nous avons choisi le modèle photosphérique URM, limité au point où la température est de 4500°, point pour lequel nous posons l'altitude h égale à zéro. Nous verrons par la suite que nous serons amenés à modifier ce modèle, mais seulement dans la région atmosphérique superficielle, pour rendre compte du profil de la raie K de Ca II, dans les ailes. Nous considérons dans tous les cas que la pression dans la photosphère lorsque T = 6320° est telle que log P = 5,166. Le modèle chromosphérique est le modèle HAO à partir du point où T = 6400° et log N_e = 10,95 ; l'altitude y sera

désignée par h_1. Entre les deux points d'altitude zéro et h_1, nous nous donnons la distribution de température T(h) représentée sur la figure 6 à l'aide de trois paramètres :

T_m est la valeur du minimum de température.

h_m est l'altitude de ce minimum de température.

p est le gradient de température dans la basse chromosphère, que nous avons exprimé en degrés pour 100 km.

Nous supposons de plus que la variation de T est linéaire en fonction de h.

Connaissant la distribution de température T(h) et la pression en un point de l'atmosphère, nous pouvons déterminer la pression et la densité électronique N_e en fonction de l'altitude, à l'aide de l'équation d'équilibre hydrostatique, pour une atmosphère à couches planes et parallèles :

$$\frac{dP_{tot}}{dh} = -g\rho, \tag{83}$$

où la pression totale P_{tot} est la somme de la pression de gaz P et de la pression de turbulence :

$$P_{tot} = P + 1/2\ \rho\xi^2. \tag{84}$$

Dans ces deux équations, h est l'altitude, g la gravité et ρ la densité dans l'atmosphère, elle s'exprime en fonction de la pression P et de la pression électronique P_e :

$$\rho = \frac{(P - P_e)\ m_H\ (1 + 4B + \sum a_i\ \mu_i)}{kT(1 + B + \sum a_i)}, \tag{85}$$

où m_H est la masse de l'atome d'hydrogène, B l'abondance de l'hélium par rapport à l'hydrogène ; μ_i et a_i sont respectivement la masse moléculaire et l'abondance des autres composants de l'atmosphère ; ξ est la vitesse turbulente. Nous avons adopté pour le champ de vitesse $\xi(h)$ soit la vitesse turbulente du modèle URM, extrapolée jusqu'à 5 km/s dans la chromosphère, soit la turbulence proposée par Roddier (1965), modifiée également pour atteindre 5 km/s dans la chromosphère. Comme nous sommes dans le cas d'une chromosphère optiquement épaisse pour la raie d'émission K_2, nous suivons Goldberg (1957) en adoptant une vitesse de 5 km/s dans la chromosphère. Nous désignerons ces deux champs de vitesse par U et R. On peut voir sur la figure 7 que les deux distributions de vitesse ne sont pas essentiellement différentes ; mais nous pensons qu'un champ de vitesse de type R serait plus commode pour une étude de l'influence du champ de vitesse sur les profils des raies de résonance de Ca II et Mg II que nous pourrons faire ultérieurement. Avec ces valeurs de la vitesse turbulente, nous avons obtenu pour $\Delta\lambda_2$, position du pic d'émission dans la raie K de Ca II, une valeur peu différente de la valeur observée : 0,15 Å.

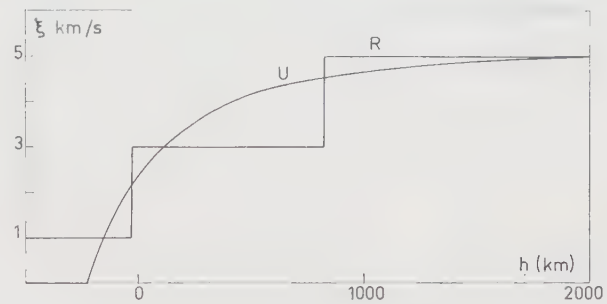


Fig. 7. — Champs de vitesse.

Nous avons intégré l'équation (83) pas à pas en faisant une petite itération sur la pression électronique P_e. Les électrons libres proviennent des atomes d'hydrogène, d'hélium et des autres composants de l'atmosphère solaire. Dans le modèle photosphérique URM, l'abondance de l'hélium par rapport à l'hydrogène est 0,16, valeur que nous avons conservée. Nous avons adopté pour les autres composants le mélange de Vardya (1961) qui comporte 16 éléments choisis parmi les plus abondants et dont les potentiels d'ionisation sont assez faibles. Pour la plupart d'entre eux l'abondance est celle déterminée par Goldberg, Müller, Aller (1960).

Nous supposons que ces éléments se trouvent dans l'atmosphère à l'état neutre et ionisé une fois. Pour un élément quelconque, nous appelons N_0, le nombre par cm² d'atomes neutres, W le potentiel d'ionisation de ces atomes, N_1, le nombre d'atomes ionisés une fois et U_0 et U_1, les deux fonctions de partition. N_0 et N_1 sont calculés dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local, aucune confusion n'étant possible, nous les écrirons sans astérisque. Il serait difficile d'évaluer les coefficients d'écart à l'ETL pour chaque élément. Cependant, à l'aide des résultats actuellement connus, nous montrerons un peu plus loin l'effet de cette hypothèse sur la densité électronique. Soit :

$$N = N_0 + N_1. \tag{86}$$

L'équation de Saha :

$$\frac{N_e\ N_1}{N_0} = \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3}\ \frac{2U_1}{U_0}\ e^{-W/kT} = \psi(T), \tag{87}$$

nous permet d'obtenir la proportion z_i des atomes de cet élément i, ionisés une fois :

$$z_i = \frac{N_1}{N} = \frac{\psi_i}{N_e + \psi_i}, \tag{88}$$

où ψ_i est la valeur de $\psi(T)$ pour l'atome considéré. a_i étant l'abondance par rapport à l'hydrogène,

$$N = a_i . N_H, \tag{89}$$

si N_H représente le nombre de noyaux d'hydrogène par cm³. De même les proportions, z et y, d'hydrogène et d'hélium ionisés une fois seront :

$$x = \frac{\psi_H}{N_e + \psi_H}, \tag{90}$$

et

$$y = \frac{\psi_{He}}{N_e + \psi_{He}}. \tag{91}$$

Donc

$$P_e = N_e kT = N_H kT(x + By + \sum a_i z_i). \tag{92}$$

Dans la basse chromosphère, au voisinage du minimum de température, l'hydrogène et l'hélium sont peu ionisés et la plupart des électrons libres sont fournis par les atomes plus lourds. Dans cette région, les coefficients d'écart à l'ETL sont voisins de 1, ou même inférieurs à 1 (voir par exemple pour le sodium neutre les résultats de Chamaraux, 1967). La densité électronique évaluée à l'aide de l'équation de Saha ne sera donc pas très différente de la valeur réelle. Remarquons cependant qu'elle peut être sous-estimée. Lorsque la température s'élève dans la chromosphère, les atomes d'hydrogène sont de plus en plus ionisés, x — et aussi y — tendent vers 1. Le nombre d'électrons qui proviennent des atomes plus lourds devient négligeable devant le nombre des électrons dus à l'ionisation des atomes d'hydrogène. Comme les coefficients d'écart à l'ETL de l'hydrogène sont alors très supérieurs à 1 (Cuny, communication personnelle), la densité électronique est surestimée dans toute la zone atmosphérique où se produit l'ionisation de l'hydrogène, si elle est évaluée à l'aide de l'équation de Saha. Nous discuterons un peu plus loin l'effet de cette approximation.

Pour raccorder les modèles d'atmosphère ainsi obtenus, au modèle chromosphérique HAO, nous désirons obtenir, avec une température de 6400° une densité électronique telle que log $N_e = 10{,}97$. Pour que ces conditions soient remplies, nous avons introduit dans le modèle un palier de température à 6400° pour une couche atmosphérique d'épaisseur variant de 0 à 250 km suivant les modèles. Nous avons éliminé un certain nombre de modèles qui ne se raccordaient pas au modèle HAO. Au point de raccord, d'altitude h_1, la profondeur optique au centre de la raie « moyenne » est de l'ordre de 1 pour Ca II et de 200 pour Mg II. C'est donc surtout sur les raies de résonance de Mg II que l'influence de la chromosphère supérieure pourra se faire sentir. On peut cependant remarquer que le fait de fixer la densité électronique en ce point, détermine d'une certaine façon la distribution de la densité électronique dans la basse chromosphère, puisque nous écartons les modèles pour lesquels la densité électronique est inférieure à N_e tel que log $N_e = 10{,}97$, lorsque la température atteint 6400°.

Étudions l'influence sur le modèle de la position de la base de la chromosphère, si nous appelons ainsi le point d'altitude h_m où la température atteint son minimum T_m. Les modèles sont définis de telle façon que la pression P ne subit presque pas de changement de l'un à l'autre. Dans la basse chromosphère, par contre, la densité électronique dépend de la distribution de température. Si, par exemple, le minimum de température s'abaisse de 4300° à 4200°, la densité électronique diminue de 1,02 à $0{,}92.10^{11}$, lorsque $h_m = 400$ km et de 0,52 à $0{,}48.10^{11}$, lorsque $h_m = 500$ km. Nous voyons que la variation de N_e est beaucoup plus importante lorsqu'on élève l'altitude de la base de la chromosphère de 100 km, que si l'on diminue la température en ce point de 100°. Laissons maintenant fixe la base de la chromosphère (h_m et T_m) et faisons varier le gradient de température p dans la basse chromosphère. Comme nous l'avons déjà signalé, lorsqu'avec l'altitude, la température augmente, l'ionisation de l'hydrogène devient prépondérante et celle-ci est d'autant plus rapide que p est grand. Dans une région limitée de l'atmosphère, la densité électronique peut augmenter avec l'altitude. Soit :

$$h_m = 400 \text{ km} \quad \text{et} \quad T_m = 4200°,$$

nous trouvons, à une altitude de 1000 km :

si $p = 160$, $N_e = 0{,}33.10^{11}$,
si $p = 180$, $N_e = 0{,}48.10^{11}$,
et si $p = 210$, $N_e = 0{,}79.10^{11}$.

Dans le chapitre I, nous avons donné l'expression de la fonction source dans la raie. Elle est fonction du terme ε qui dépend principalement de la densité électronique N_e. Nous venons de montrer que la valeur de N_e dépend des trois paramètres h_m, T_m et p qui nous servent à définir la basse chromosphère. Il ne nous semble donc pas possible de considérer ε comme un paramètre indépendant, comme l'ont fait Athay et Skumanich (1967).

L'hypothèse d'un modèle à couches planes parallèles n'est certainement pas satisfaisante dans toute la chromosphère. Athay *et al.* (1954) constatent

qu'on peut, d'après les observations de l'éclipse de 1952, considérer la chromosphère comme un milieu uniforme jusqu'à une altitude de 2500 km. Au cours de l'éclipse de 1958. Suemoto et Hiei (1962) ont obtenu des spectres qui montrent clairement l'existence de spicules à une altitude de 1500 km. Ils estiment même qu'une telle structure peut se rencontrer à partir de 1000 km. Un modèle à couches planes parallèles sera donc valable jusqu'à, environ, 1000 ou 1500 km. Si cette hypothèse reste assez bonne jusqu'à 2500-3000 km, nous pourrons avoir confiance en nos résultats. Cependant ce problème devra être étudié, et, en particulier, il faudra tenir compte des inhomogénéités dans la chromosphère pour interpréter les observations d'éclipse des raies de résonance de Ca II qui s'élèvent jusqu'à 14000 km.

IV. Influence des paramètres qui déterminent les modèles.

Nous essayons de déterminer les trois paramètres T_m, h_m et p pour que, au centre de la raie K de Ca II, le profil théorique soit semblable au profil moyen observé par Goldberg *et al.* (1959) et que

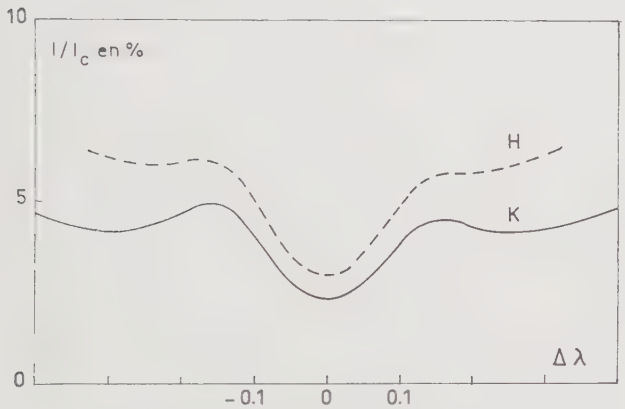


Fig. 8. — Profils moyens du centre des raies H et K de Ca II observés par Goldberg *et al.* (1959).

nous avons tracé sur la figure 8 avec le profil de la raie H. Nous avons calculé les profils théoriques des deux raies H et K et non celui de la raie « moyenne ». La discussion suivante est basée sur le profil de la raie K.

A) Dans une *première série de modèles*, le modèle photosphérique est le modèle URM sans modification jusqu'au point déterminé par :

$$h = 0 \quad \text{et} \quad T = 4500^{\circ}.$$

Nous avons choisi pour T_m les valeurs : 4500°, 4300° et 4200°. Nous avons pu ensuite déterminer, pour $300 < h_m < 600$ km, des valeurs du gradient de température p telles que, d'une part le modèle obtenu se raccorde au modèle HAO et que, d'autre part, le centre de la raie présente un pic d'émission. Soit I_2 l'intensité sortante au pic d'émission et I_1 l'intensité au minimum ; dans le cas de l'ion Ca II, nous donnons les intensités en pourcentage de l'intensité continue calculée au centre du disque solaire, I_c. Nous obtenons approximativement :

$$I_c = B_\nu\,(6500^{\circ}). \tag{93}$$

Lorsque nous fixons la base de la chromosphère (T_m et h_m) et que nous faisons varier la valeur du gradient de température p, nous trouvons que I_2 et I_1 sont des fonctions croissantes de p ; I_2 croît rapidement tandis que I_1 croît très lentement. Si p diminue, I_2 tend vers I_1 et nous pouvons obtenir des profils sans pic d'émission. Nous déterminons ainsi une valeur critique de p : p_c pour laquelle l'intensité I_2 est encore supérieure à I_1.

Les résultats sont portés dans la table II : la première colonne donne le numéro du modèle et la deuxième indique le champ de vitesse utilisé. Les intensités I_2 et I_1 sont données, pour la raie K seulement.

TABLE II

h_m est en km, le gradient critique de température p_c, est en degrés par 100 km. Les intensités sont en pourcentage de l'intensité continue.

		T_m	h_m	p_c	I_2	I_1
1	U	4500°	500	180	7,44	7,35
2	R			220	7,63	7,53
3	U		400	150	8,56	7,94
4	R			160	7,98	7,90
5	U	4300°	500	220	5,89	5,53
6	R			260	5,90	5,84
7	U		400	170	5,94	5,81
8	R			200	6,04	5,96
9	U		300	160	7,99	6,41
10	R			160	6,73	6,29
11	U	4200°	500	240	4,73	4,70
12	R			270	5,00	4,82
13	U		400	190	5,40	5,10
14	R			210	5,07	4,99
15	U		300	180	7,42	5,62
16	R			180	6,06	5,46

Les modèles 1, 2, 3, 4 ont un palier de température à 4500° de $h = 0$ à $h = h_m$. Avec le modèle 4, nous avons obtenu la raie H sans pic d'émission ; ce que l'on peut voir également sur le profil observé (fig. 8), dans l'aile rouge.

Pour les modèles 9, 10, 15 et 16, la valeur de p_c qui se trouve dans la table n'est pas réellement la valeur critique. Mais, si p devient inférieur à p_c, ces mo-

dèles ne se raccordent pas au modèle chromosphérique HAO.

Nous n'avons considéré, dans ce qui précède, que le centre des raies de résonance de Ca II et par conséquent la région atmosphérique d'altitude supérieure à h_m. La profondeur optique au centre de la raie « moyenne » à la base de la chromosphère varie de 0,1 à $0{,}15 . 10^5$ et la fonction source S_τ est assez voisine de la fonction de Planck pour qu'on puisse supposer que :

$$S_\tau \sim B_{\nu_0}, \tag{94}$$

et que l'intensité sortante I_1 minimum, à la distance $\Delta\lambda_1$ du centre de la raie, soit égale à la fonction de Planck correspondant au minimum de température.

$$I_1 = B_{\nu_0}(T_m). \tag{95}$$

Mais cette relation n'est pas rigoureusement exacte. Elle conduit à $T_m = 4200^o$, puisque $I_1 \sim 5$ % de I_c.

Examinons maintenant le profil de la raie K dans les ailes : considérons le profil observé par Houtgast (1942), que nous avons tracé sur la figure 9.

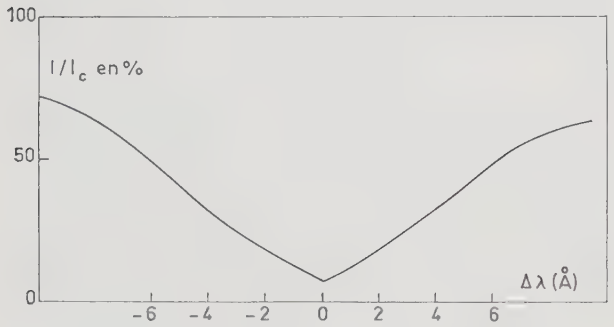


Fig. 9. — Profil de la raie K de Ca II observé par Houtgast (1942).

Nous voyons que celui-ci ne se raccorde pas au profil observé, dans le centre, par Goldberg *et al.* (1959). L'intensité au centre est, pour le premier $I_0 = 7{,}5$ et pour les seconds $I_0 = 2{,}5$. Il ne s'agit pas ici de comparer ces deux séries de mesures, celles de Goldberg *et al.* (1959) étant bien meilleures ; les observations de Houtgast (1942) n'avaient d'ailleurs pas pour objet l'étude des centres des raies de résonance de Ca II. Nous pensons toutefois que nous pouvons comparer la forme du profil théorique et du profil observé par Houtgast (1942) en dehors du centre. Nous voyons (fig. 10) que l'intensité I croît tout d'abord trop lentement en fonction de $\Delta\lambda$, et qu'elle est inférieure à l'intensité observée, dans la partie du profil théorique située de 1 à 5 Å du centre de la raie. Si nous admettons, dès que $\Delta\lambda > 2\,\Delta\lambda_1$, la relation :

$$I(\Delta\lambda) = B_{\nu_0}(\tau = 1) \tag{96}$$

où τ représente la profondeur optique à une distance $\Delta\lambda$ du centre de la raie, nous trouvons que la température doit augmenter plus rapidement vers l'intérieur au voisinage du minimum de température et qu'elle doit être plus élevée dans les régions superficielles de la photosphère qui correspondent à $\tau = 1$ pour l'intervalle en $\Delta\lambda$, de 1 à 5 Å.

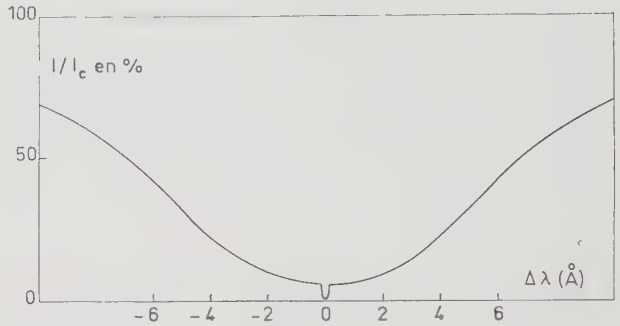


Fig. 10. — Profil théorique de la raie K de Ca II obtenu avec le modèle numéro 1.

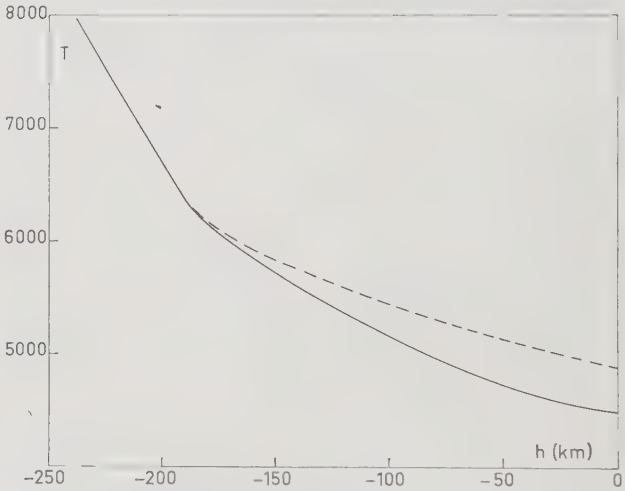


Fig. 11. — Distribution de température dans la photosphère pour le modèle URM et le modèle modifié UM.

Il s'agit d'une région d'altitude inférieure à h_m où, en effet, la température croît tout d'abord très lentement vers l'intérieur. Nous avons ainsi obtenu une nouvelle distribution de température, que l'on trouve sur la figure 11, dans les couches atmosphériques d'altitude inférieure à h_m et où la profondeur optique à la longueur d'onde 5000 Å (τ_{5000}) est inférieure à 1.

Considérons la partie du profil théorique où $\Delta\lambda$ est supérieur à 10 Å ; l'intensité théorique y est supé-

rieure à l'intensité observée. On peut incriminer (i) le modèle d'atmosphère, (ii) la position du continu, (iii) la valeur du paramètre, a, qui caractérise l'amortissement. Examinons ces trois possibilités :

(i) Comme nous nous trouvons maintenant dans une région de profondeur optique continue à 5000 Å voisine de 1, où les différents modèles photosphériques déduits des observations s'accordent bien, une modification du modèle basée sur le seul profil de la raie K dans les ailes lointaines nous semble à rejeter.

(ii) Un écart entre l'intensité continue observée et l'intensité calculée est possible. Nous trouvons qu'un changement de 5 % sur la position du continu serait suffisant.

(iii) Les constantes d'amortissement ne sont pas connues avec une grande précision ; il est donc possible de modifier la valeur de a. Il nous a suffi par exemple de multiplier par 1,5 la constante γ_H, terme prépondérant dans a, dans la photosphère, pour que les profils théoriques et observés s'accordent.

Remarquons que les corrections à apporter soit à l'intensité continue I_c, soit à la constante d'amortissement, soit à toutes deux, modifieront, de façon moindre que dans les ailes lointaines, l'intensité $I(\Delta\lambda)$ dans l'intervalle $\Delta\lambda = 1$ à 5 Å ; mais elles auront pour effet de diminuer l'intensité, ce qui est le contraire de la correction désirée dans cette partie du profil. Il est donc bien nécessaire de modifier le modèle photosphérique à la surface, où $\tau_{5000} < 1$. L'intensité continue calculée a une valeur voisine de la fonction de Planck à 6500°, valeur adoptée par Goldberg *et al.* (1959). Nous avons choisi de modifier la constante d'amortissement γ_H due aux chocs avec les atomes neutres d'hydrogène.

(B) Dans la *deuxième série de modèles*, le modèle photosphérique est le modèle URM tel que nous venons de le modifier ; nous le désignerons par UM. Comme précédemment nous nous donnons la distribution de température entre le point d'altitude zéro du modèle UM où la température est 4895°, et le modèle chromosphérique HAO. Nous choisissons la base de la chromosphère (h_m et T_m) et nous déterminons le gradient de température dans la basse chromosphère, p_c, tel que la raie K de Ca II ait encore un pic d'émission. Les résultats se trouvent dans la table III, analogue à la table II.

TABLE III

h_m est en km, le gradient critique de température, p_c, est en degrés pour 100 km. Les intensités sont en pourcentage de l'intensité continue.

		T_m	h_m	p_c	I_2	I_1
17	U	4500°	500	160	11,36	9,12
18	U		400	140	12,43	9,56
19	U	4300°	500	200	6,52	6,15
20	R			240	6,36	6,30
21	U		400	160	6,97	6,58
22	R			180	6,66	6,63
23	U	4200°	500	240	7,32	5,61
24	R			270	5,98	5,96
25	U		400	180	6,59	5,96
26	R			210	6,17	5,02
27	R		450	220	5,19	5,16
28	U		230	112	7,01	6,10

Connaissant la distribution de température, déterminée dans la basse chromosphère par les trois paramètres T_m, h_m et p, nous pouvons calculer la densité électronique. Que celle-ci soit obtenue avec ou sans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local, la méthode qui nous a permis de déterminer la valeur critique, p_c, du gradient de température, lorsqu'on fixe la base de la chromosphère, reste valable. Pour étudier dans quelle mesure le gradient de température, p_c, devrait être modifié si l'on abandonne l'hypothèse de l'ETL pour le calcul de la densité électronique, il faudrait déterminer les écarts à l'ETL, au moins pour l'hydrogène, et déterminer à nouveau la distribution de température et de densité électronique du modèle HAO, en les déduisant des observations sans l'hypothèse de l'ETL. On peut remarquer cependant que, si la densité électronique a été surestimée dans la chromosphère, la fonction ε l'a été aussi. Ce qui nous amène à penser que le gradient de température p_c devrait être augmenté dans ce cas.

Examinons comment varient les intensités I_2 et I_1 au pic d'émission et au minimum, au centre de la raie K de Ca II, en fonction des trois paramètres T_m, h_m et p qui déterminent le modèle :

Nous avons représenté sur la figure 12 I_2 et I_1 en fonction de p pour chaque couple de valeurs attribuées à T_m et h_m. Dans chaque cas, nous pouvons prolonger les deux courbes jusqu'en un point A où $I_2 = I_1$ et où p a une valeur voisine de p_c, mais inférieure. Ce point correspond à un profil sans pic d'émission. Pour une même température T_m, nous pouvons tracer la ligne droite qui passe par les points A et déterminer ainsi une valeur de p pour laquelle on aurait, à la température T_m choisie, des intensités voisines des valeurs observées, c'est-à-dire :

$$I_2 = I_1 = 5\ \%\ \text{de}\ I_c. \tag{97}$$

Nous pouvons remarquer que, si I_2 croît très rapidement avec p, il n'en est pas de même avec I_1 qui varie très lentement.

Si, pour chaque température T_m, nous considérons l'intensité minimum I_1 obtenue lorsque $p = p_c$, pour la raie K de Ca II, nous obtenons une fonction décroissante de h_m. On peut donc penser que, si la base de la chromosphère est à une altitude suffisamment élevée, il sera possible d'obtenir I_1 voisin de 5. Considérons par exemple la figure 13 où nous avons représenté I_1 en fonction de h_m pour chaque température, p étant égal à p_c. En extrapolant linéairement, nous voyons que I_1 pourrait être égal à 5 pour $T_m = 4500°$, si $h_m = 900$ km et, pour $T_m = 4300°$ si $h_m = 680$ km. Mais nous obtiendrions, avec ces valeurs, des modèles qui ne se raccorderaient pas au modèle chromosphérique HAO.

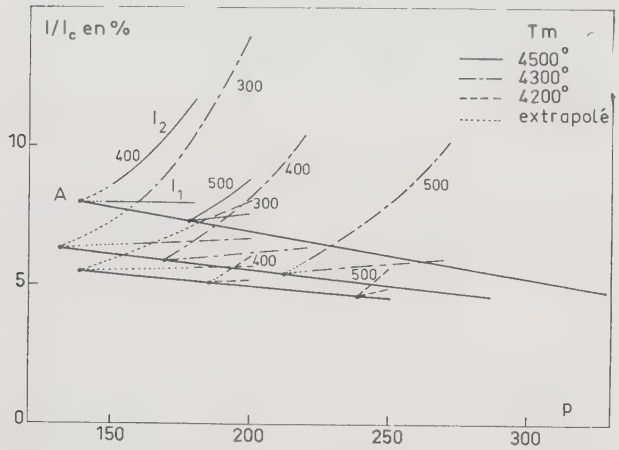


Fig. 12. — Intensités I_1 et I_2 en fonction de p, à température T_m et altitude h_m constantes. Au point A, I_2 est égal à I_1.

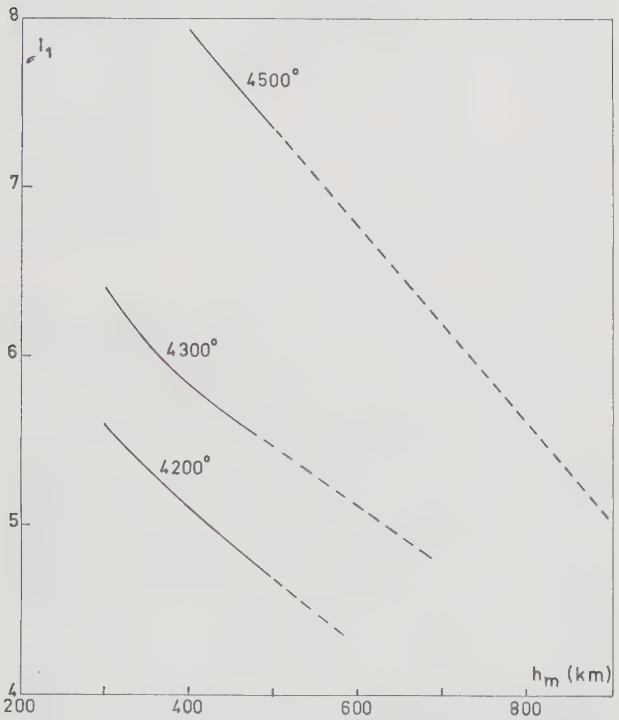


Fig. 13. — Intensité I_1 (en pourcentage de l'intensité continue I_c) en fonction de l'altitude h_m, à température T_m constante et lorsque p a la valeur critique p_c.

Considérons maintenant la variation de I_1 en fonction de T_m (fig. 14), lorsque nous donnons à p la valeur p_c correspondant à chaque couple T_m, h_m. Les courbes correspondent à des altitudes h_m constantes, et nous permettent de déterminer la température pour laquelle nous aurions encore $I_1 = 5$.

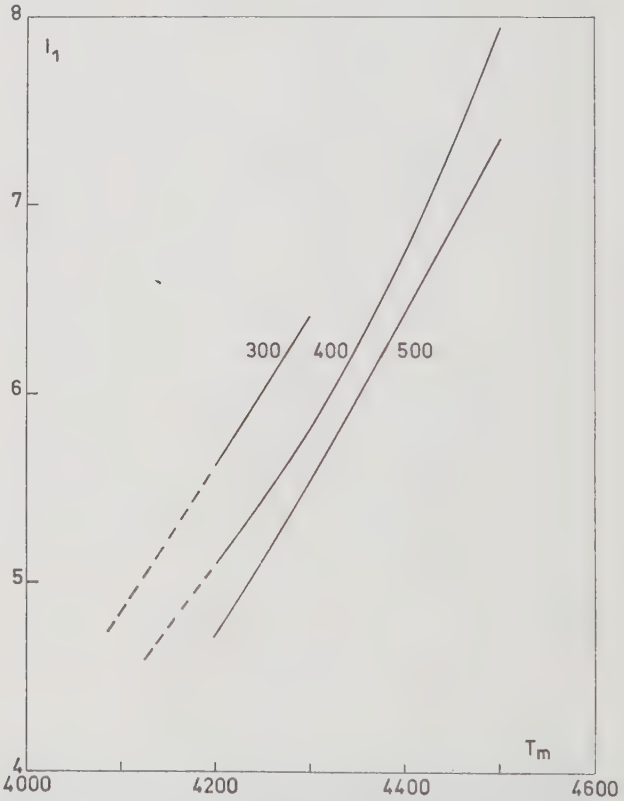


Fig. 14. — Intensité I_1 (en pourcentage de l'intensité continue I_c) en fonction de la température T_m, à altitude h_m constante et lorsque p a la valeur critique p_c.

Il nous est donc possible en choisissant par exemple T_m de déterminer les autres paramètres : h_m et $p = p_i$ de telle sorte que les relations (97) soient vérifiées. En choisissant p supérieur à p_i, le centre de la raie K devrait présenter un pic d'émission et

un minimum d'intensité voisins de 5. Nous obtenons les résultats suivants :

$T_m = 4500°$, $h_m = 900$ km et $p_i = 320$,
$T_m = 4300°$, $h_m = 640$ km et $p_i = 250$,
$T_m = 4200°$, $h_m = 450$ km et $p_i = 210$,
$T_m = 4140°$, $h_m = 300$ km et $p_i < 200$.

Les figures 12, 13, 14 ont été faites pour la première série de modèles et pour le champ de vitesse U. Bien entendu, les valeurs ci-dessus ne doivent pas être considérées comme obtenues avec une grande précision. Cependant nous avons ainsi trois groupes de solutions :

1° T_m est supérieur ou égal à 4500° mais h_m et p sont grands, $h_m \geqslant 900$ km et $p \geqslant 300$.

2° T_m est voisin de 4200° ou 4300°, h_m de 400 ou 500 km et p, de 200° pour 100 km.

3° T_m est inférieur à 4200°, h_m et p sont petits : $h_m < 350$ km et $p < 200$.

Les modèles des séries 1 et 3 ne se raccordent pas au modèle chromosphérique HAO car la densité électronique à la température 6400° est inférieure à la densité N_e, telle que $\log N_e = 10{,}97$. Les modèles de la série 1 ont un palier de température de plusieurs centaines de kilomètres à une température assez élevée $T_m \geqslant 4500°$. Il est possible que dans les couches superficielles de la photosphère, la température augmente trop lentement et que l'on obtienne des profils inexacts de 1 à 5 Å du centre de la raie, comme celui de la figure 10.

Au cours de la discussion qui s'est déroulée en avril 1967 à Arnhem (Study week on the quiet photosphere), Jefferies a présenté une note de Zirker (1967) qui propose une chromosphère optiquement assez mince (de profondeur optique $\tau_o \sim 3$ pour la formation de la raie d'émission K_2) avec une vitesse turbulente de 12 km/s. C'est le résultat d'une analyse empirique des variations centre-limbe de $\Delta\lambda_2$ pour les raies H et K. Il faudrait sans doute considérer une chromosphère bien moins dense que la chromosphère HAO et un modèle de la série 1.

Les modèles qui conviennent ici, c'est-à-dire ceux qui se raccordent avec le modèle HAO et qui donnent des profils de la raie K de CA II en accord avec les observations, appartiennent au groupe 2. Nous avons utilisé l'un d'eux dans l'article I, le modèle 27 pour lequel $T_m = 4200°$, $h_m = 450$ km et $p = 220°$ pour 100 km. Au minimum de température, la profondeur optique continue τ_{5000} est environ $0{,}4 \cdot 10^{-4}$.

Considérons maintenant la position $\Delta\lambda_2$ du pic d'émission d'intensité I_2 et celle du minimum I_1 de l'intensité $\Delta\lambda_1$. Lorsque la base de la chromosphère est fixée, si nous augmentons le gradient de température p, nous avons vu que l'intensité I_2 croît rapidement et I_1 lentement ; en même temps $\Delta\lambda_2$ décroit très peu et $\Delta\lambda_1$ croît relativement plus vite. En fait, pour les modèles de la seconde série, avec champ de vitesse U, $\Delta\lambda_2$ reste compris entre 0,144 et 0,180 Å (la valeur observée pour la raie K est 0,150 Å), tandis que $\Delta\lambda_1$ varie de 0,230 à 0,950 Å, la valeur observée étant 0,250-0,300 Å suivant que l'on considère l'aile violette ou l'aile rouge. On peut donc admettre que la position des pics d'émission est approximativement constante et par conséquent qu'elle dépend principalement de la largeur Doppler qui n'a pas varié d'un modèle à l'autre. Il en est de même pour la demi-largeur $\Delta\lambda_0$ de la raie d'émission K_2 :

$$\Delta\lambda_0 = Y/2, \tag{98}$$

déterminée par le point du profil de cette raie où l'intensité I est la moyenne de I_1 et I_2,

$$I = \frac{I_1 + I_2}{2}.$$

Dans l'article I nous avons montré que $\Delta\lambda_1$ pour un modèle d'atmosphère donné, dépend beaucoup du modèle d'atome. Il est par conséquent difficile de tirer de la valeur observée de $\Delta\lambda_1$ des renseignements sur le modèle d'atmosphère lorsqu'on suppose que l'atome a deux niveaux seulement.

V. Effets des choix faits pour l'atome.

Dans tout ce travail, nous avons fait l'hypothèse que l'atome (ion Ca II ou Mg II) avait deux niveaux discrets d'énergie et, de plus, nous avons calculé la profondeur optique τ_0 au centre de la raie « moyenne » en admettant que la population du niveau fondamental suivait la loi de Boltzmann-Saha (14).

Dans l'article I, nous avons, pour le modèle d'atmosphère numéro 27, calculé les écarts à l'ETL, b_i, dans le cas d'un atome de deux à cinq niveaux. Nous pouvons comparer la solution obtenue ici pour le même modèle avec la solution de l'article I obtenue dans des conditions analogues. En effet nous avions considéré le même problème qu'ici, pour un atome à deux niveaux (modèle d'atome 1, cas b'), mais la profondeur optique τ_0 au centre de la raie « moyenne » était calculée sans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local, et nous avions déterminé la population du niveau fondamental et la fonction source S_ν après quatre itéra-

tions. Puisque nous conservons l'hypothèse que l'atome a deux niveaux d'énergie 1 et 2, les seules transitions possibles sont la transition 1-2 et les deux transitions libres-liées, mais celles-ci donnent des termes négligeables dans l'expression de la fonction source :

$$S_r = \frac{J + N}{1 + D}, \tag{99}$$

si bien que les fonctions N et D sont égales à :

$$N = \varepsilon . B_{\nu_0}(T), \tag{100}$$

$$D = \varepsilon. \tag{101}$$

Les différences entre ces deux solutions proviendront du fait que les fonctions $\tau_0(h)$ ne sont pas identiques. En effet nous avons trouvé que les écarts à l'ETL, b_1 sont inférieurs à 1 à la base de la chromosphère et augmentent rapidement vers l'extérieur, tandis que, ici, nous supposons que $b_1 = 1$ partout. En conséquence les profondeurs optiques au centre de la raie moyenne, obtenues dans les deux cas, ne sont pas égales à la même altitude dans la chromosphère, mais deviennent pratiquement égales dès que

$$\tau_0 > 100.$$

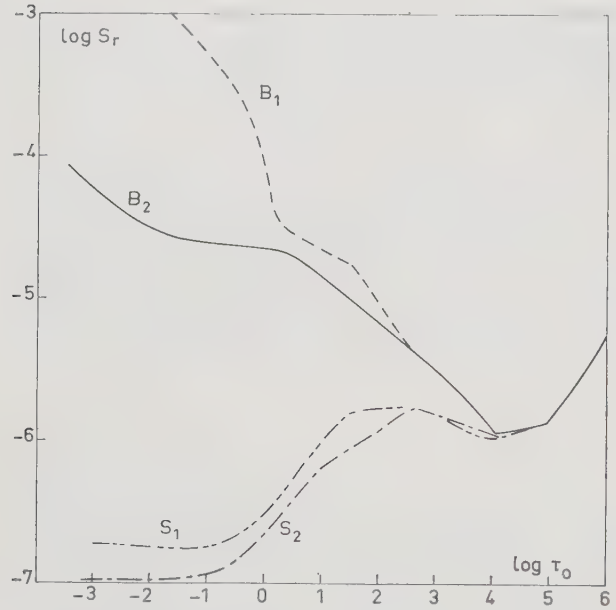


Fig. 15. — Fonctions sources S_r et fonctions de Planck en fonction de $\log \tau_0$. Elles sont désignées par S_1 et B_1 lorsque la profondeur optique τ_0 est calculée hors ETL, et par S_2 et B_2, lorsqu'elle est calculée avec l'hypothèse de l'ETL.

C'est pourquoi, sur la figure 15, où sont représentées les fonctions sources et les fonctions de Planck en fonction de $\log \tau_0$, nous trouvons que les fonctions de Planck sont très différentes dans la chromosphère mais deviennent identiques pour $\tau_0 > 100$. Les intensités aux pics d'émission sont : $I_2 = 6{,}25$ si τ_0 est calculé hors ETL et $I_2 = 5{,}19$ si τ_0 est calculé dans l'hypothèse de l'ETL. Dans le premier cas le pic d'émission est plus important car la fonction de Planck croît plus vite vers l'extérieur. Cependant l'écart ainsi obtenu reste dans les limites des erreurs possibles.

L'approximation faite ici : la profondeur optique au centre de la raie est calculée en supposant que la population du niveau fondamental suit la loi de Boltzmann-Saha, est donc valable — dans le cas d'un atome à deux niveaux d'énergie — pour une étude rapide des raies de résonance de Ca II. Nous obtenons la même conclusion pour le magnésium ionisé. Le changement est plus important en ce qui concerne l'intensité centrale. Nous avons discuté dans l'article I l'effet produit par l'introduction de niveaux supplémentaires dans le modèle d'atome.

Deux paramètres ont une grande influence sur le résultat ; ce sont : l'abondance de l'atome dans le Soleil et la « force de collision » pour la transition considérée.

'A) *Effet de l'abondance*

Nous donnons dans la table IV les valeurs de log N, où N est le nombre d'atomes par cm^3, si l'on

TABLE IV

Abondances du calcium et du magnésium.

Ca	Mg	Références
6,23	7,60	Strömgren, 1940
6,23	7,51	Unsöld , 1948
6,46	7,57	Claas , 1951
6,67		Aller , 1953
6,42		Greenstein et al. , 1954
6,17	7,28	Weidemann, 1955
6,15	7,40	Goldberg et al. , 1960
6,06		Müller et al. , 1964

pose log N = 12 pour l'hydrogène. Dans tous les calculs précédents, nous avons adopté une même abondance pour le calcium, celle déterminée par E. Muller *et al.* (1964).

$$\log N = 6{,}06.$$

Les valeurs de l'abondance déterminées dernièrement diffèrent assez peu et les profils de la raie K obtenus avec log N = 6,06 et 6,15 ne s'écartent pas l'un de l'autre de plus de 2 % (fig. 16). Pour montrer

l'influence de l'abondance, nous avons tracé sur la même figure le profil obtenu avec l'abondance déterminée par Claas (1951) bien que celle-ci soit très mauvaise.

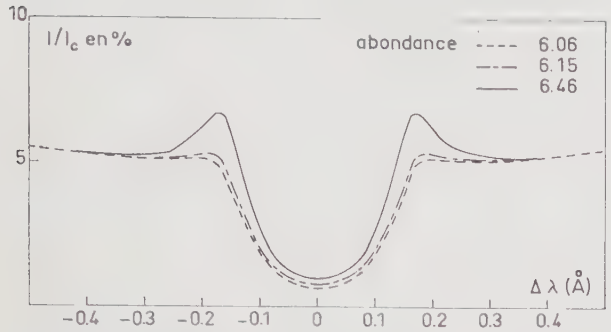


Fig. 16. — Effet de l'abondance du calcium sur le profil du centre de la raie K pour le modèle numéro 27.

B) *Effet de la force de collision.*

Nous savons que la fonction source S_τ dépend beaucoup de la valeur du terme ε. Par exemple la fonction source à la « surface » est égale à $B_{\nu_0}\,\varepsilon^{1/2}$ (relation 82) lorsque ε, B_{ν_0} et τ sont constants. La profondeur optique au centre de la raie à partir de laquelle

$$S_\tau = B_{\nu_0}, \tag{102}$$

appelée « longueur de thermalisation » par Avrett (1965), est, d'après lui, comprise entre ε^{-1} et ε^{-2} ; elle dépend en effet également de la constante d'amortissement (fig. 2) et du rapport $\varkappa_c/\varkappa_\tau$.

Nous avons calculé ε par la relation (9) en admettant (article I) que la « force de collision » Ω_{21} pour les transitions $4s$-$4p$ de Ca II et $3s$-$3p$ de Mg II varie très peu en fonction de l'énergie de l'électron perturbateur. Cette hypothèse est très valable aux températures de l'ordre de 4200 à 10000° pour lesquelles nous calculons les probabilités de transition par choc avec les électrons libres. La fonction ε dépend donc linéairement de Ω_{21}. Or actuellement, la force de collision est déterminée dans l'approximation Coulomb — Born II à 50 % près. Ce qui nous amène à multiplier Ω_{21} et par conséquent ε par 1,5 ou 0,5.

Nous avons essayé de déterminer les limites possibles de l'erreur commise sur les profils des raies de résonance de Ca II, toujours avec le modèle d'atmosphère numéro 27. Nous avons évalué les profils de la raie K dans les cas suivants :

$$\log N = 6{,}06 \quad \text{avec} \quad \varepsilon \quad \text{et} \quad \varepsilon/2,$$

et

$$\log N = 6{,}15 \quad \text{et} \quad \varepsilon \times 1{,}5.$$

Nous voyons que l'intensité I_2 au pic d'émission peut augmenter de 30 % et que le pic d'émission peut même disparaître (fig. 17).

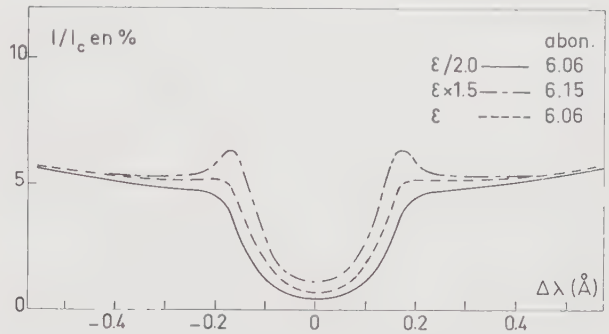


Fig. 17. — Profils de la raie K de Ca II pour le modèle 27, lorsque l'abondance et la force de collision de la transition prennent les valeurs maximum et minimum.

Nous pouvons donc conclure qu'il est nécessaire d'évaluer les forces de collision avec une meilleure précision.

VI. Mg II : Résultats et discussion.

Les configurations des deux ions Ca II et Mg II ne sont pas identiques (les diagrammes sont dans l'article I) : le niveau métastable $3d$ a, dans Ca II, un potentiel d'excitation inférieur à celui du niveau $4p$, et la transition $3d$-$4p$ donne naissance aux trois fortes raies infrarouge tandis que, dans l'ion Mg II, le niveau $3p$ a un potentiel d'excitation inférieur à celui du niveau $3d$. Cependant, il est légitime de penser que le mécanisme qui produit les raies d'émission, au centre des quatre raies de résonance chromosphériques, est le même pour Ca II et Mg II.

Dans le cas des raies de résonance de Mg II, on ne dispose pas encore d'observations très nombreuses. En 1954, Wilson, Tousey, Purcell, Johnson et Moore ont publié l'enregistrement d'un spectre obtenu à bord d'une fusée le 9 février 1950 avec une résolution de 0,4 Å, dans lequel n'apparaît pas la fine raie d'absorption au centre de la raie d'émission. Au pic d'émission, le flux observé f_λ est :

$$f_\lambda = 2.10^9 \text{ erg cm}^{-3}\text{ s}^{-1},$$

ce qui conduit à :

$F_\nu = 0{,}8\ 10^{-6}$ erg cm^{-2} pour la raie λ 2795 Å. Purcell, Garrett et Tousey ont publié en 1963 un nouvel enregistrement d'un spectre obtenu le 29 août 1961 avec une résolution de 0,030 Å et dans lequel la raie d'absorption centrale est bien marquée. Goldberg (1965) en a tiré les profils des raies d'émission λ 2795 Å et λ 2802 Å où l'intensité est

donnée en pourcentage de l'intensité continue estimée à 6.10^9 erg cm^{-3} s^{-1} (fig. 18). Ce résultat est cité par Athay et Skumanich (1967) qui remarquent par ailleurs que les régions actives ont un poids plus important que les régions calmes du soleil, dans ce spectre. Aux pics d'émission de la raie λ 2795 Å, l'intensité est de 60 et 70 % de l'intensité continue dans l'aile rouge et violette, ce qui donne :

$$F_\nu = 1{,}38.10^{-6} \quad \text{et} \quad 1{,}61.10^{-6} \text{ erg cm}^{-2}.$$

Pour comparer avec les observations, nous avons calculé de préférence F_ν, intensité intégrée sur le disque solaire en erg cm^{-2} (relation 49), nous avons calculé aussi l'intensité émergente au centre du disque. Aux pics d'émission l'intensité F_2 reste comprise entre 0,76 et 1,7 10^{-6} pour tous les modèles que nous avons sélectionnés précédemment (Tables II et III), ce qui s'accorde avec les observations. Sur la figure 18, nous avons tracé le profil théorique de la raie λ 2795 Å obtenu avec le modèle numéro 23 et le profil observé tel que Goldberg (1965) l'a publié.

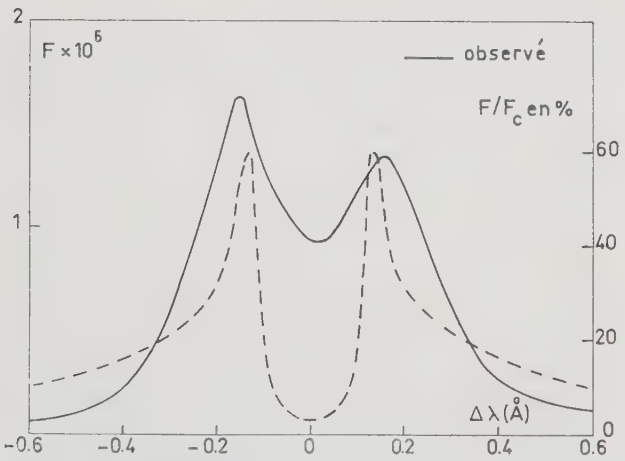


Fig. 18. — Profil observé de la raie 2795 Å de Mg II et profil théorique obtenu avec le modèle 23.

Nous pouvons faire les mêmes remarques que pour Ca II sur les variations des intensités I_2 et I_1 ou des flux F_2 et F_1 aux pics d'émission et au minimum en fonction des paramètres T_m, h_m, p qui déterminent le modèle d'atmosphère. La position $\Delta\lambda_2$ des pics d'émission reste remarquablement constante ; ils se forment d'ailleurs dans une région où la turbulence et, par conséquent, la largeur Doppler reste constante. Par le seul fait que les atomes de magnésium sont plus abondants que les atomes de calcium, le maximum de la fonction source S_τ se forme beaucoup plus haut dans la chromosphère que dans le cas de l'ion Ca II et le rapport entre le maximum et le minimum de S_τ prend une valeur bien supérieure. Les pics d'émission des raies de résonance de Mg II seront beaucoup plus importants que ceux des raies de Ca II.

A) *Effet de l'abondance.*

L'abondance du magnésium que nous avons choisie est déduite des mesures de Biswas *et al.* (1965) qui ont étudié la composition des rayons cosmiques. Ils ont trouvé : log N = 0,043 ± 0,011 pour le magnésium si log N = 1 pour l'oxygène. Nous en avons déduit log N = 7,58 par rapport à l'hydrogène. L'incertitude est assez grande pour l'abondance du magnésium. Goldberg *et al.* (1960) constatent en effet que l'on ne peut utiliser que onze raies pour la déterminer.

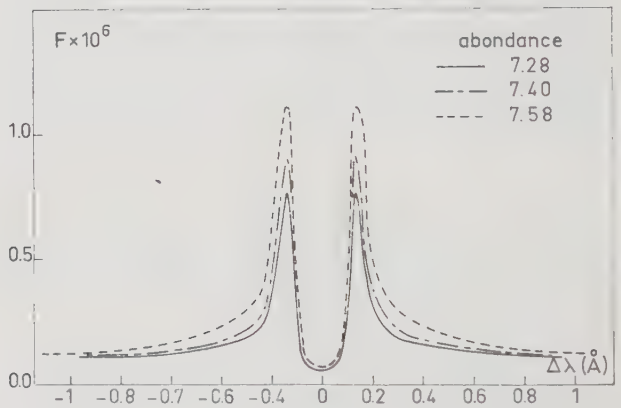


Fig. 19. — Effet de l'abondance du magnésium sur le profil du centre de la raie 2795 Å, pour le modèle numéro 27.

Nous avons calculé les profils de la raie 2795 Å pour le modèle numéro 27 en donnant à l'abondance trois valeurs (voir Table IV) : les deux valeurs extrêmes log N = 7,28 et 7,58 ainsi que la valeur déterminée par Goldberg *et al.* (1960) : log N = 7,40 et nous avons tracé les profils sur la figure 19. Le changement de l'abondance provoque principalement une augmentation importante de l'intensité F_2 au pic d'émission, de l'ordre de 32 % pour une augmentation de 50 % de l'abondance.

B) *Effet de la force de collision.*

Puisque la force de collision et par conséquent la fonction ε ne sont connues qu'à 50 % près, nous avons multiplié par 1,5 et divisé par deux les va-

leurs de ε. Nous avons calculé les profils dans les cas suivants :

$\log N = 7{,}28$ avec $\varepsilon/2$,

$\log N = 7{,}58$ avec ε ou $\varepsilon/2$ ou $\varepsilon \times 1{,}5$.

Nous voyons que, même sans modifier l'abondance, l'intensité F_2 au pic d'émission peut varier de 0,66 à 1,45 $\times$ 10^{-6} erg cm^{-2} (fig. 20).

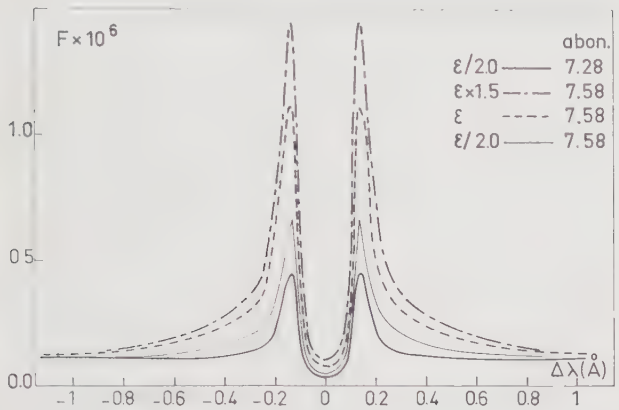


Fig. 20. — Profils de la raie 2795 Å de Mg II lorsque l'abondance et la force de collision de la transition prennent les valeurs maximum et minimum.

Il est donc bien nécessaire d'évaluer les forces de collision avec une meilleure précision, particulièrement dans le cas de l'ion Mg II.

Il serait également souhaitable de réduire l'incertitude sur l'abondance du magnésium. De la comparaison des raies d'émission H_2 et K_2 de Ca II et Mg II, Clearman (1953) avait déduit un rapport 12 entre l'abondance du magnésium et celle du calcium; si l'abondance du calcium, dans l'échelle logarithmique usuelle, est 6,06, celle du magnésium serait alors 7,14, valeur qui semble trop faible. En fait, au cours de nos calculs, nous avions un rapport presque trois fois plus grand. Cependant, en principe, nous pouvons déterminer l'abondance du calcium à partir du modèle photosphérique solaire, puis en déduire le modèle de basse chromosphère (T_m, h_m, p_c) qui rendra compte du profil observé de la raie K, comme nous l'avons fait dans le chapitre IV. Il serait possible ensuite de déterminer l'abondance du magnésium pour que ce même modèle donne des profils théoriques des raies de résonance de Mg II conformes aux observations. Or, nous avons obtenu, pour le même modèle d'atmosphère, des profils théoriques des raies de résonance de Ca II et Mg II semblables aux profils observés avec les abondances : log N = 6,06 pour le calcium et 7,58 pour le magnésium. Il semble donc que, si l'abondance du calcium est log N = 6,06, celle du magnésium doit être voisine de log N = 7,58. Mais de nouvelles observations des raies de résonance de Mg II sont nécessaires.

Nous avons calculé la profondeur optique continue τ_c en ne considérant que les absorbants hydrogène neutre et ion H^-. Si cette évaluation est assez bonne à la longueur d'onde de 4000 Å, il n'en est plus de même à 2800 Å où le coefficient d'absorption continue se trouve ainsi grandement sous-estimé. L'absorption continue due aux atomes neutres de carbone, silicium et magnésium est insuffisante, par contre l'absorption due à la molécule H_2^+ n'est pas négligeable. Nous avons donc considéré qu'une erreur importante pouvait être commise sur le coefficient d'absorption continue à la longueur d'onde de 2800 Å ; mais nous avons vérifié que cette erreur n'a aucune influence sur l'intensité sortante au centre des raies de résonance de Mg II car le rapport $r = \varkappa_c/\varkappa_\tau$ est inférieur à 5.10^{-8}.

Conclusion

A la fin de cette étude, nous pensons que les modèles d'atmosphère solaire où le minimum de température, de 4200° à 4300°, se trouve à une altitude d'environ 450 km donnent des profils théoriques des raies H et K de Ca II qui correspondent le mieux aux observations, à la fois dans le centre des raies et dans les ailes. Les profils obtenus pour les raies de résonance de Mg II s'accordent également avec les observations. Nous pouvons remarquer d'autre part, d'après nos résultats, que, pour obtenir des profils correspondant aux régions actives du soleil, il suffit, soit d'abaisser la base de la chromosphère, soit d'augmenter le gradient de température ; mais une étude détaillée reste à faire.

Nous avons montré également que, pour représenter les centres des raies de résonance de Ca II et Mg II, des modèles avec un minimum de température à 4500° seraient acceptables, à condition que la base de la chromosphère soit à une altitude assez élevée. Un tel modèle serait davantage en accord avec les résultats de la semaine d'étude sur la photosphère qui s'est tenue en avril 1967 à Arnhem. Un modèle de photosphère et de basse chromosphère (BCA) a été adopté, basé sur les observations du continuum ; il a un palier de température à 4600°.

Les profils que nous avons obtenus avec ce modèle ne s'accordent pas avec les observations (fig. 21 et 22), particulièrement pour Mg II où le

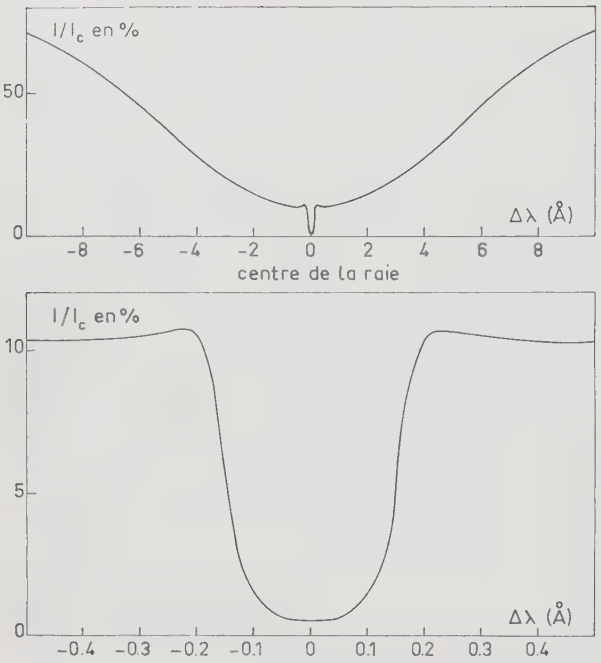


Fig. 21. — Profil de la raie K de Ca II obtenu avec le modèle BCA ; le centre de la raie est tracé à plus grande échelle dans la partie inférieure.

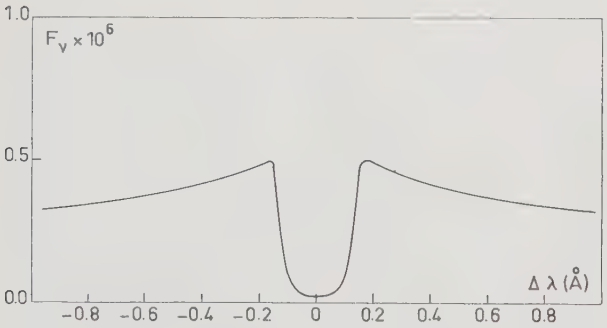


Fig. 22. — Profil du centre de la raie 2795 Å de Mg II obtenu avec le modèle BCA.

pic d'émission est à peine accusé. Les profils théoriques, au centre des raies, seraient améliorés si le palier de température à 4600° était plus long et le gradient de température dans la chromosphère, plus grand. Par conséquent, si l'hypothèse que les raies d'émission K_2 se forment dans une partie homogène de la chromosphère est valable, le modèle BCA devrait être modifié dans le sens que nous indiquons. Des observations infrarouge absolues, dans le domaine 15μ-250μ, donneraient des informations supplémentaires sur cette zone de transition entre photosphère et chromosphère, au voisinage du minimum de température.

Considérons maintenant (fig. 21) les ailes de la raie K de Ca II : la forme du profil est en désaccord avec celle du profil observé, de la même façon que dans le chapitre IV, figure 10. Nous en tirons la même conclusion : la température doit augmenter plus rapidement vers l'intérieur au voisinage du minimum de température, et elle doit être plus élevée dans les régions superficielles de la photosphère où $\tau_{5000} < 1$. Ces modifications sont aussi proposées par Gingerich (communication personnelle), mais pour d'autres raisons : il trouve que le modèle BCA est en désaccord avec les observations de Bonnet et Blamont (1967) au voisinage de 2070 Å et que l'intensité prédite à 5000 Å est un peu trop faible.

D'autres problèmes n'ont pas été soulevés ici, comme par exemple l'étude de la dissymétrie des deux pics d'émission. D'autre part, Goldberg (1965) a fait la remarque suivante : les pics d'émission de la raie H 2802 Å de Mg II ont des intensités inférieures à celles des pics d'émission de la raie K 2795 Å, alors que le phénomène inverse se produit dans les raies H et K de Ca II. Un tel problème ne peut pas être étudié en supposant que les raies H et K ont des fonctions sources égales à la même profondeur géométrique. Nous devrons, pour cela, employer la méthode exposée dans l'article I.

Mes remerciements vont à M. J.-C. Pecker qui a dirigé ce travail, à M. R. Cayrel qui m'a aidée de ses conseils, à M. H. van Regemorter qui m'a apporté son aide pour le calcul des probabilités de transition par choc. Je remercie également M^{lle} Y. Cuny dont les conseils m'ont été précieux pour programmer sa méthode, que j'ai utilisée dans l'article I, et les membres du service de Physique Atomique et Moléculaire qui ont calculé les sections de choc qui m'étaient nécessaires.

Les calculs ont été effectués sur l'ordinateur IBM 7040 de l'Observatoire de Meudon et je remercie vivement tout le personnel du service de calcul numérique.

Manuscrit reçu le 19 *juillet* 1967.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Aller L. H., 1953, Astrophysics, The atmospheres of the Sun and Stars. (The Ronald Press C^ie, New-York.)

[2] Athay R. G., Menzel D. M., Pecker J. C., Thomas R. N., 1954, *Ap. J. Suppl. Ser.*, **1**, 505.

[3] Athay R. G., Thomas R. N., 1961, Physics of the Solar Chromosphere. (Interscience, New-York).

[4] Athay R. G., Skumanich A., 1967, preprint.

[5] Avrett E. H., 1965, Proceedings second Harvard-Smithsonian Conference on Stellar atmospheres, 101.

[6] Biswas S., Fichtel C. E., 1965, *Space Science Reviews*, **4**, 709.

[7] Bonnet R. M., Blamont J. E., 1967, Study week on the quiet photosphere, preprint.

[8] Brechot S., Van Regemorter H., 1964, *Ann. Astr.*, **27**, 739.

[9] Chamaraux P., 1967, *Ann. Astr.*, **30**, 67.

[10] Chandrasekhar S., 1960, Radiative Transfer. (Dover Pub., New-York).

[11] Claas W. J., 1951, *Rech. Astr. Obs.*, Utrecht, **12** (1).

[12] Clearman H. E., 1953, *Ap. J.*, **117**, 29.

[13] Cuny Y., 1967, *Ann. Astr.*, **30**, 143.

[14] Dumont S., 1966, *C. R. Acad. Sc.*, Paris, **262**, 740.

[15] Dumont S., 1967, *Ann. Astr.*, **30**, 421.

[16] Durand E., Oberley J. J., Tousey R., 1949, *Ap. J.*, **109**, 1.

[17] Feautrier P., 1964, *C. R. Acad. Sc.*, Paris, **258**, 3189.

[18] Greenstein J. L., Tandberg-Hanssen E., 1954, *Ap. J.*, **119**, 113.

[19] Giovanelli R. G., 1949, *Mon. Not.*, **109**, 298.

[20] Goldberg L., 1957, *Ap. J.*, **126**, 318.

[21] Goldberg L., Mohler O. C., Muller E. A., 1959, *Ap. J.*, **129**, 119.

[22] Heintze J. R. W., Hubenet H., De Jager C., 1964, B. A. N., **17**, 442.

[23] Heintze J. R. ., 1965, *Rech. Astr. Obs.*, Utrecht, XVII (2).

[24] Houtgast J., 1942, Thèse, Utrecht.

[25] Hoyle F., Wilson O. C., 1958, *Ap. J.*, **128**, 604.

[26] Jefferies J. T., Thomas R. N., 1958, *Ap. J.*, **127**, 667.

[27] Jefferies J. T., Thomas R. N., 1959, *Ap. J.*, **129**, 401.

[28] Jefferies J. T., Thomas R. N., 1960, *Ap. J.*, **131**, 695.

[29] Kraft R. P., 1959, *Ann. Astr.*, **22**, 164.

[30] Lindholm E., 1942, Diss. Upsala.

[31] McMath R. R., Mohler O. C., Pierce A. K., Goldberg L., 1956, *Ap. J.*, **124**, 1.

[32] Minnaert M., 1953, The Sun, 107. (Kuiper).

[33] Miyamoto S., 1953, *Z. f. Ap.*, **31**, 282.

[34] Miyamoto S., 1957, *Pub. Soc. Astr.*, Japan, **9**, 146.

[35] Muller E. A., Mutschlecner J. P., 1964, *Ap. J. Suppl. Ser.*, **9**, 1.

[36] Purcell J. D., Garett D. L., Tousey R., 1963, *Space Research*, III, 781.

[38] Roddier F., 1965, *Ann. Astr.*, **28**, 478.

[38] Rudkjøbing, 1949, *Ann. Astr.*, **12**, 229.

[39] Schatzman E., 1958, Congrès et Colloques de l'Université de Liège, **7**, 370.

[40] St John C. E., 1910, *Ap. J.*, **32**, 36.

[41] Strömgren F., 1940, *Pub. Medd. Kobenhavn Obs.*, n° 127.

[42] Suemoto Z., Hiei E., 1962, *Publ. Astr. Soc.*, Japan, **14**, 33.

[43] Unsöld A., 1948, *Z. f. Ap.*, **24**, 306.

[44] Van P. Smith E., 1960, *Ap. J.*, **132**, 202.

[45] Vardya M. S., 1961, *Ap. J.*, **133**, 107.

[46] Voigt H. H., 1950, *Z. f. Ap.*, **27**, 82.

[47] Weidemann V., 1955, *Z. f. Ap.*, **36**, 101.

[48] Wilson O. C., Vainu Bappu M. K., 1957, *Ap. J.*, **125**, 661.

[49] Wilson N. L., Tousey R., Purcell J. D., Johnson F. S., 1954, *Ap. J.*, **119**, 590.

[50] Woltjer L., 1954, *B. A. N.*, **12**, 165.

[51] Zanstra H., 1949, *B. A. N.*, **11**, 1.

[52] Zirker J. B., 1967, Study Week on the quiet photosphere, Arnhem.

Imprimerie Taffin-Lefort, à Lille (France). — *Published in France.*

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Les échanges de moment angulaire dans les doubles serrées

Vu et approuvé :
Paris, le 21 Décembre 1967
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
M. Zamansky.

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean Roche.